

Émission des bandes aromatiques dans les régions HII

Sommaire

| | |
|--|-----------|
| 5.1 Les PAHs dans les régions HII | 69 |
| 5.2 Article : L'émission aromatique de la crinière ionisée de la Tête de Cheval | 70 |
| 5.3 Résultats et conclusion | 80 |

5.1 Les PAHs dans les régions HII

Comme nous l'avons déjà vu à la section 2.2.3, les bandes aromatiques ont été détectées dans une large gamme de conditions physiques dans le MIS, notamment dans des spectres attribués à des régions HII (e. g. Peeters et al., 2002; Hony et al., 2001; Vermeij et al., 2002). Cependant, en raison de la complexité de la géométrie des objets étudiés, rien ne prouve que ces bandes soient émises par des PAHs situés dans la région HII plutôt que dans la PDR associée. De plus, des observations de régions HII très excitées (M17 et la barre d'Orion, Kassis et al., 2006; Giard et al., 1994a) mettent en évidence la destruction rapide des PAHs dans ces régions. Dans ces objets, le champ de rayonnement dur et intense semble être la cause principale de la destruction des PAHs par photodissociation (e. g. Kassis et al., 2006). Notons que d'autres processus comme l'érosion par les particules du gaz chaud ($T \sim 10^4$ K) pourraient également causer la destruction des PAHs (e. g. Giard et al., 1994a).

Dans les régions HII, le chauffage est généralement dominé par la photoionisation du gaz (§ 1.2.1). Cependant, Weingartner & Draine (2001c) ont montré que dans certaines conditions ($\chi/n_H \gtrsim 5 \text{ cm}^3$ où χ est l'intensité du champ de rayonnement UV entre 6 et 13.6 eV en unité de champ de Habing, 1968), le chauffage produit par effet photoélectrique

sur les poussières peut devenir important, voir supérieur au chauffage par photoionisation du gaz. L'efficacité du chauffage photoélectrique dépend beaucoup des propriétés des poussières et notamment de la distribution de taille. Cette distribution est telle que le chauffage par effet photoélectrique est dominé par les plus petites poussières. La présence de PAHs dans les régions HII peut donc jouer un rôle important pour l'équilibre thermique de ces régions.

Notons plus généralement, pour toutes les populations de poussière, que leur destruction dans les régions HII pourrait relâcher les éléments dont elles sont constituées dans la phase gazeuse. Le refroidissement étant dominé par les raies de transition interdite des métaux dans ces régions, cette destruction aurait un effet important sur le bilan thermique (Ferland, 2003).

5.2 Article : l'émission aromatique de la crinière ionisée de la Tête de Cheval

L'objet de cet article soumis à la revue "*Astronomy & Astrophysics*", est l'étude des PAHs que nous avons détectés grâce au spectromètre IRS dans la région HII (IC434) qui se situe à l'avant de la nébuleuse de la Tête de Cheval. Les sections 1 et 2 sont dédiées à l'introduction et à la présentation du traitement des données. Nous présentons l'ensemble des observations de la Tête de Cheval à la section 3. La section 4 traite du spectre de la région HII et de la mise en évidence de la présence de PAHs dans le gaz ionisé. Dans les sections 5 et 6, nous étudions les propriétés des PAHs dans la région HII en comparant les spectres de cette région et de la région neutre (PDR). En effet, le rapport des bandes d'émission aromatiques est nettement différent entre ces deux régions, ce qui trace une variation des propriétés des PAHs. Dans la section 7, nous comparons le champ de rayonnement qui règne dans cette région HII à celui de régions HII plus excitées dans lesquelles les PAHs sont détruits rapidement. Enfin nous concluons à la section 8.

Aromatic emission from the ionised mane of the Horsehead nebula^{*}

M. Compiègne¹, A. Abergel¹, L. Verstraete¹, W. T. Reach², E. Habart¹, J.D. Smith⁴, F. Boulanger¹, and C. Joblin³

¹ Institut d'Astrophysique Spatiale, UMR8617, CNRS, Université Paris-sud XI, bâtiment 121, F-91405 Orsay Cedex, France

² Spitzer Science Center (SSC), California Institute of Technology, 1200 East California Boulevard, Pasadena, CA 91125

³ Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, CNRS et Université Paul Sabatier-Toulouse 3, Observatoire Midi-Pyrénées, 9 Avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse cedex 04, France

⁴ Steward Observatory, University of Arizona, Tucson, AZ 85721

Received ... ; accepted ...

ABSTRACT

Context. This work is conducted as part of the "SPECPRD" program dedicated to the study of very small particles and chemistry in photo-dissociation regions with the Spitzer Space Telescope (SST).

Aims. We study the evolution of the Aromatic Infrared Bands (AIBs) emitters across the illuminated edge of the Horsehead nebula and especially their survival and properties in the HII region.

Methods. We present spectral mapping observations taken with the Infrared Spectrograph (IRS) at wavelengths 5.2-38 μm . The spectra have a resolving power of $\lambda/\Delta\lambda = 64 - 128$ and show the main aromatic bands, H₂ rotational lines, ionised gas lines and continuum. The maps have an angular resolution of 3.6-10.6'' and allow us to study the nebula, from the HII diffuse region in front of the nebula to the inner dense region.

Results. A strong AIB at 11.3 μm is detected in the HII region, relative to the other AIBs at 6.2, 7.7 and 8.6 μm , and up to an angular separation of $\sim 20''$ (or 0.04 pc) from the ionisation front. The intensity of this band appears to be correlated with the intensity of the [NeII] line at 12.8 μm , which shows that the emitters of the 11.3 μm band are located in the ionised gas. The survival of AIB emitters in the HII region could be due to the moderate intensity of the radiation field ($G_0 \sim 100$) and the lack of photons with energy above ~ 25 eV. The enhancement of the intensity of the 11.3 μm band in the HII region, relative to the other AIBs can be explained by the presence of neutral PAHs.

Conclusions. Our observations highlight a transition region between ionised and neutral PAHs observed with ideal conditions in our Galaxy. A scenario where PAHs can survive in HII regions and be preferentially neutral could explain the detection of a prominent 11.3 μm band in other Spitzer observations.

Key words. ISM:individual objects: IC434, Horsehead - ISM:dust, extinction - ISM: HII region - Infrared: ISM - ISM: lines and bands

1. Introduction

Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAHs) were proposed twenty years ago by Léger & Puget (1984) and Allamandola et al. (1985) to explain the infrared emission bands observed at 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 and 11.3 μm . These emitters are an ubiquitous component of interstellar dust which has been observed with the Infrared Space Observatory (ISO) in a wide range of interstellar conditions (e. g. Boulanger et al., 1998a; Uchida et al., 2000). These aromatic infrared bands (AIBs) have already been observed in spectra attributed to HII regions (e. g. Peeters et al., 2002; Hony et al., 2001; Vermeij et al., 2002) but never with clear proof that their emitters are within the ionised gas rather than within an associated photodissociation region on the

same line of sight. Moreover, several studies report the destruction of these emitters in the HII regions of M17 and the Orion Bar. In these regions, the strong radiation field is thought to be the main cause of this destruction (e. g. Kassis et al., 2006, and reference therein). In this paper, we use "PAHs" as a generic term in order to designate the emitters of the AIBs although the exact nature of these emitters is still a matter of debate.

Dust grains can play an important role in the energetic balance of HII regions through photoelectric heating (Weingartner & Draine, 2001, and references therein). Since these processes are dominated by small grains, the presence of PAHs in HII regions has a strong impact on the physics of these objects.

In front of the western illuminated edge of the molecular cloud L1630, the visible plates are dominated by extended red emission due to the H α line emission emerging from the HII region IC434 (e. g. Louise, 1982). In the visible, the Horsehead nebula, also known as B33 (Barnard, 1919), emerges from the edge of L1630 as a dark cloud in the near side of IC434. The

Send offprint requests to: M. Compiègne,
email: Mathieu.Compiegne@ias.fr

^{*} This work is based on observations made with the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

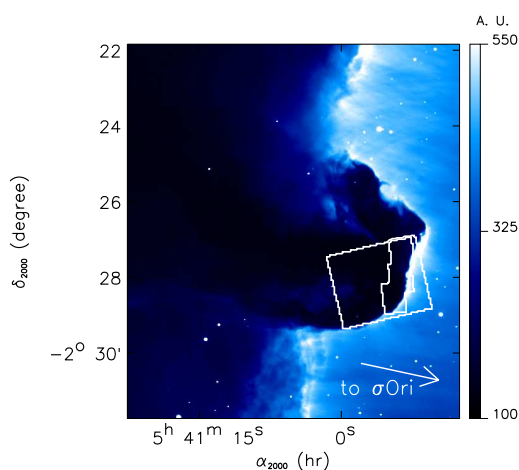


Fig. 1. $H\alpha$ map, in arbitrary units, obtained with the 0.9 m Kitt Peak National Observatory (KPNO) telescope (Pound et al., 2003). The contours show the areas observed with both IRS-SL (small area) and IRS-LL (large area).

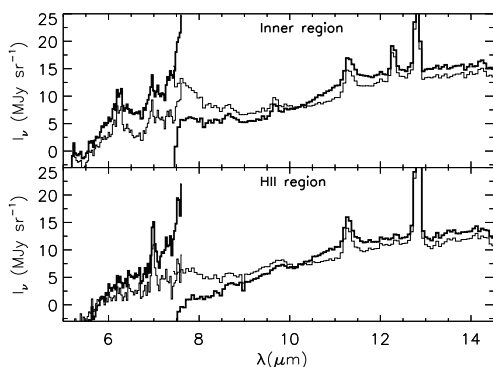


Fig. 2. Average SL spectra obtained within the Inner and HII regions (see the contours of these two regions in Fig. 5) before (thick line) and after (thin line) correction of the residual emission (see § 2).

Horsehead nebula is a familiar object in astronomy and has been observed many times at visible, IR and submm wavelengths (Zhou et al., 1993; Abergel et al., 2003; Pound et al., 2003; Teyssier et al., 2004; Habart et al., 2005; Pety et al., 2005; Hily-Blant et al., 2005). IC434 and the Horsehead nebula are excited by the σ Orionis star which is an O9.5V binary system (Warren & Hesser, 1977) with an effective temperature of $\sim 34\,600$ K (Schaerer & de Koter, 1997). L1630 is located at a distance of ~ 400 pc¹. Assuming that σ Orionis and the Horsehead are in the same plane perpendicular to the line

¹ from the study of the distances to B stars in the Orion association by Anthony-Twarog (1982).

of sight, the distance between them is ~ 3.5 pc ($\sim 0.5^\circ$) which gives $G_0 \sim 100$ (energy density of the radiation field between 6 and 13.6 eV in unit of Habing field, Habing, 1968) for the radiation field which illuminates the Horsehead nebula.

In this paper, we study the AIBs from IC434 in front of the Horsehead nebula observed with the Infrared Spectrograph (IRS; Houck et al., 2004) on board the Spitzer Space Telescope (Werner et al., 2004). The paper is organised as follows : in § 2, we present our IRS data and the data processing. In § 3, we show that IRS data confirm the description of the structure of the object from previous studies. In the following section (§ 4), we extract the typical spectrum of the HII region and study the location of the AIB emitters of this spectrum. We compare the HII region spectrum with the spectrum obtained in the inner region in § 5, and propose a scenario to explain the observed spectral variations in § 6. The survival of PAHs in the HII region is discussed in § 7. We conclude in § 8.

2. Observations & data reduction

The Horsehead nebula has been observed with IRS as a part of our “SPECPDR” program (Joblin et al., 2005) on 2004 October 2, and using the Short-High (SH), Long-High (LH), Short-Low (SL) and Long-Low (LL) modules of the instrument. In this paper, we only present SL ($5.2\text{--}14.5\ \mu\text{m}$, slit size: $57'' \times 3.6''$, $R=64\text{--}128$) and LL ($14\text{--}38\ \mu\text{m}$, slit size: $168'' \times 10.6''$, $R=64\text{--}128$) observations. We used the “spectral mapping mode”. An observation is made of $N_{\text{step}} = 23$ (SL) or 25 (LL) steps of half the slit width in the direction perpendicular to the slit long axis. For the SL module, three observations were taken successively at three different positions in the sky in order to perform a complete mapping of the illuminated edge of the nebula. The resulting observed areas are shown in Fig. 1, overplotted on the $H\alpha$ map. The integration times were 14 and 60 s per pointing for the second ($5.2\text{--}8.7\ \mu\text{m}$) and the first ($7.4\text{--}14.5\ \mu\text{m}$) orders of SL, respectively, and 14 s per pointing for both orders of LL.

We have developed a pipeline which builds spectral cubes (two spatial dimensions and one spectral dimension) in a homogeneous way from the data (version S13) delivered by the Spitzer Science Center (SSC). We start from the BCD level. One integration corresponds to one BCD image. For each BCD image, we extract for all wavelengths an image of the slit which is projected on the sky. For each observation, made of N_{step} integrations, we build a spectral cube with $N_x \times N_y$ spatial pixels and N_w spectral pixels. We keep the same wavelength sampling as in the BCD images and the spatial grid has a pixel size of $2.5''$ for LL and $0.9''$ for SL (which corresponds to half the pixel size on the BCD images). Whenever we study the full spectral range, we also reproject the SL data on the LL grid.

We identify and correct the bad pixels not flagged out in the SSC pipeline by median filtering on the combined N_{step} BCD images. The data are flux-calibrated in Jansky using the pipeline S13 conversion factors and the tuning coefficients given in the “fluxcon” table. Finally, we derive extended emission flux intensities by using the Slit Loss Correction Function due to the point-spread function overfilling the IRS slit (Smith et al., 2007). In the following, the LL data at $35\text{--}38\ \mu\text{m}$ are not considered due to the strong decrease of sensitivity.

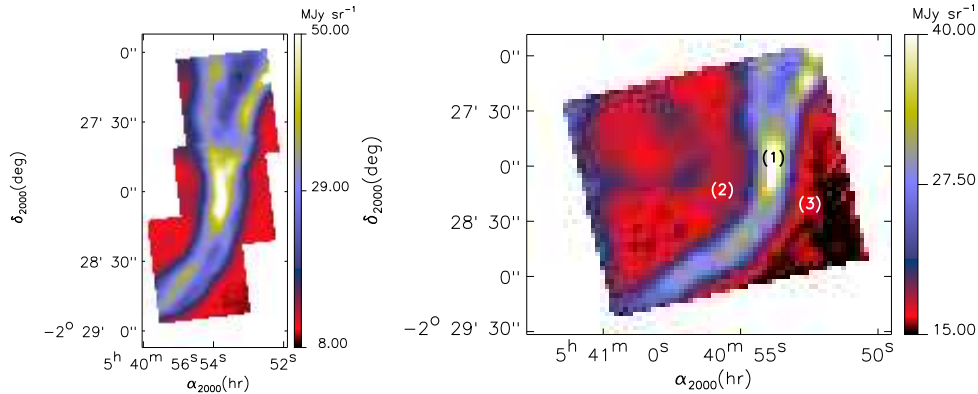


Fig. 3. Maps of the Horsehead nebula at 11-11.5 μm (SL, left panel) and 20-21 μm (LL, right panel). The SL and LL maps have pixel size 0.9'' and 2.5'', respectively. Positions of the spectra of Fig. 4 are shown on the LL map (right panel).

Only the HII region in front the Horsehead nebula presents nearly flat infrared emission and could have been used to define an *off* spectrum. Since the goal of this paper is precisely to study the emission emerging from the HII region, we did not subtract any off spectrum. The lack of such correction explains the discontinuity systematically found for all pixels between the first order and the second order parts of the SL spectra, together with a systematic decrease of the continuum with decreasing wavelength, down to negative values for wavelengths below $\sim 6 \mu\text{m}$ (Fig. 2). We find that for each pixel the amplitude of these effects does not depend on the detected emission, but appears strongly correlated with the non-zero emission detected in the interorder regions of the BCD images which in principle does not receive any incident photon. This non-zero emission does not depend on the emission in the order regions of the BCD images, but presents some correlation with the emission in the peakup region of the array. It could be a residual after the “droop” or the stray-light corrections (see the IRS data handbook²). We estimate the amplitude of this residual in the order regions by extrapolating for each row the emission detected in the interorder regions, and subtract this residual from the BCD image. This subtraction is performed on the BCD image multiplied by the flat field image (taken in the calibration files delivered by the SSC), since we work in the hypothesis that the effects we want to correct are additive. Then, we divide the corrected BCD image by the flat field image. Finally, we build a corrected spectral cube using the algorithm described above. The correction only affects the shape of the continuum emission and does not change the amplitude of the spectral bands and lines. The discontinuity between the two orders of the SL spectra is strongly reduced (Fig. 2). However, we have to keep in mind that at that time the origin of the corrected effects is not known, therefore we must be cautious in the interpretation of the continuum emission.

² see <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irs/dh/>

3. The Horsehead as seen by IRS

Figure 3 gives an example of the spectral maps obtained from SL and LL observations. For all pixels within the SL field, we have a full spectrum from 5 to 35 μm (Fig. 4).

The zodiacal emission is computed using the SSC background estimator³ which is based on the COBE/DIRBE model (Kelsall et al., 1998). The dashed lines in Fig. 4 show the zodiacal contribution to our observations which is not simply the zodiacal emission at the date and sky coordinates of our observations. Indeed, the “dark” level subtracted from the data in the SSC pipeline is obtained without shutter by pointing a fixed area of the sky with faint infrared emission (RA = 268°96, DEC = 65°43) as explained in the IRS Data Handbook. This “dark” level will contain some zodiacal emission ($\sim 14 \text{ MJy sr}^{-1}$ at $\sim 18 \mu\text{m}$). Therefore, the zodiacal contribution to our observations is the difference between the zodiacal emission at the time and the position of our observations and the zodiacal emission at the “dark” position. This zodiacal contribution does not vary across the observed area of the sky and is accurate to $\sim 14\%$.

The spatial structure detected with IRS is comparable to the broad-band observations taken with ISOCAM (Abergel et al., 2003), but we now have the spectral information from 5 to 35 μm and better spatial resolution. Thanks to the edge-on geometry of this PDR, it is possible to perform spectral analysis of the emission in the HII region, the edge of the PDR and the inner region inside the PDR, separately. Three illustrative spectra for individual pixels are presented in Fig. 4:

- (1) The first spectrum is taken at the infrared peak position and is typical for a PDR. It shows the main H_2 rotational lines (0-0S(4) to S(0) at 6.9, 9.7, 12.3, 17.0 and 28.2 μm), the AIBs and continuum.
- (2) The second spectrum is taken in the inner region behind the peak (to the east of the peak) and shows AIBs and H_2 emis-

³ see <http://ssc.spitzer.caltech.edu/documents/background/>

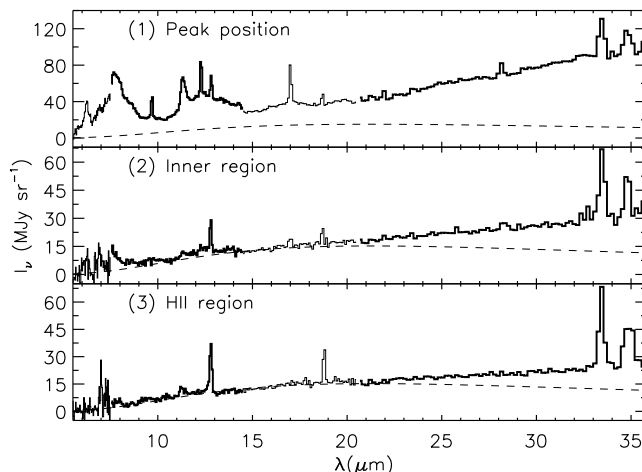


Fig. 4. Typical spectra obtained by combining SL and LL data for individual pixels (1) at the infrared peak position, (2) in the inner region of the Horsehead nebula behind the emission peak and (3) in front of the dense cloud in the HII region, as shown in the right panel of Fig. 3. Alternating thicknesses correspond to SL2, SL1, LL2 and LL1 orders. The dashed lines show the contribution of the zodiacal emission (see § 3).

sion lines with lower intensities since the emitting matter is located more deeply in the dense cloud.

- (3) The third spectrum is taken in front of the illuminated surface in the HII region (to the west of the peak) and is dominated by fine structure lines of ionised species as expected for a HII region. It shows the following lines: [ArII] at $6.98 \mu\text{m}$, [NeII] at $12.8 \mu\text{m}$, [SIII] at 18.7 and $33.4 \mu\text{m}$, [SiII] at $34.8 \mu\text{m}$, but not the more excited lines: [NeIII] at $15.5 \mu\text{m}$, [SIV] at $10.5 \mu\text{m}$ and [ArIII] at $9.0 \mu\text{m}$. It also contains the $11.3 \mu\text{m}$ AIB.

Spectra (1) and (2) also present ionised lines which are likely emitted by the ionised medium surrounding the dense cloud. The continuum emission at wavelengths lower than $\sim 20 \mu\text{m}$ appears to be dominated by the zodiacal emission for the spectra (2) and (3).

In the following, we remove the zodiacal contribution from all spectra and focus our study on the SL spectra of the HII region which contains the $11.3 \mu\text{m}$ AIB. The study of the spectral properties around the peak position will be the subject of a forthcoming paper.

4. HII region spectrum

Fig. 5 shows emission maps of the $11.3 \mu\text{m}$ AIB (fitted with a lorentzian profile following Boulanger et al., 1998b), $\text{H}_2 0-0\text{S}(2)$, [NeII] at $12.8 \mu\text{m}$ (both fitted with a gaussian profile) and $\text{H}\alpha$ obtained at the Kitt Peak National Observatory (KPNO) telescope by Pound et al. (2003) (Fig. 1). Both [NeII] and $\text{H}\alpha$ are emitted by ionised gas. However, they cannot be used alone to define the HII region and exclude PDR emission which could be located on the same line of sight behind

or in front of the ionised gas (with respect to us). We see in Fig. 5 that the $\text{H}\alpha$ and [NeII] emissions do not peak at the same location due to projection effects and the difference of extinction efficiency since they emit at different wavelengths. We need a PDR tracer in order to exclude PDR emission. We use the $\text{H}_2 0-0\text{S}(2)$ line at $12.3 \mu\text{m}$ since it is a good PDR tracer for this dense illuminated ridge (Habart et al., 2005), which is well detected in our data. Thus, we define the HII region as the area where $I_{\text{H}\alpha} > 450$ in arbitrary units and $I(\text{H}_2 0-0\text{S}(2)) < 6 \cdot 10^{-9} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (detection limit due to the noise in individual spectra). We use $\text{H}\alpha$ rather than [NeII] to trace the ionised gas since it is not affected by ionisation fraction effects. The contours of the HII region we have defined are shown in Fig. 5. The $\text{H}\alpha$ emission in this HII region traces the ionised material in front of the Horsehead. In fact, the extinction due to this material on a line of sight is $A_V \sim 0.01-0.06$, considering $n_e \sim n_H \sim 100 - 350 \text{ cm}^{-3}$ (see appendix A), a depth of $\sim 0.1 \text{ pc}$ for the Horsehead nebula (Habart et al., 2005) and $N_{\text{H}}/A_V \sim 1.87 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ (Bohlin et al., 1978).

The average spectrum computed within this area (Fig. 6, lower spectrum) shows the [ArII] and [NeII] lines at $6.98 \mu\text{m}$ and $12.8 \mu\text{m}$, respectively. A band is also detected at $11.3 \mu\text{m}$ with a surprisingly high intensity compared to the intensities of other AIBs at 6.2 , 7.7 and $8.6 \mu\text{m}$. Other bands seem necessary to account for the emission plateau between 11.3 and $13 \mu\text{m}$. A broad emission feature is visible around $10 \mu\text{m}$, however its amplitude is variable (Fig. 7) and depends strongly on the offset position from the center of the slit (i.e. on the position on the detector). We therefore conclude that this feature is mainly due to an artefact. On the other hand, the AIB at $11.3 \mu\text{m}$ is

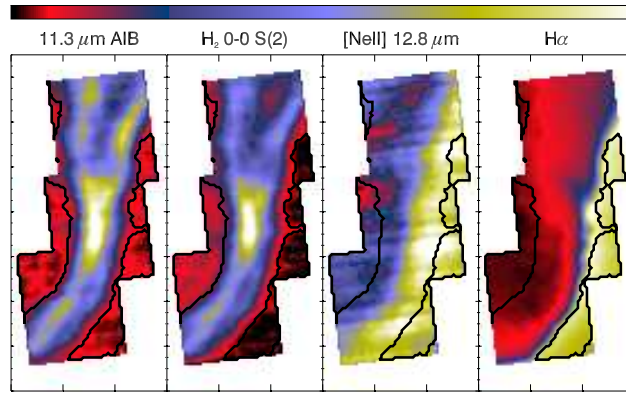


Fig. 5. Emission maps of the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB, H_2 0-0 S(2), [NeII] at $12.8\ \mu\text{m}$ (as seen by IRS) and $\text{H}\alpha$ (Pound et al., 2003). The contours show the area defined as the HII region (west of the peak) and the inner region (east of the peak) in § 4 and § 5.

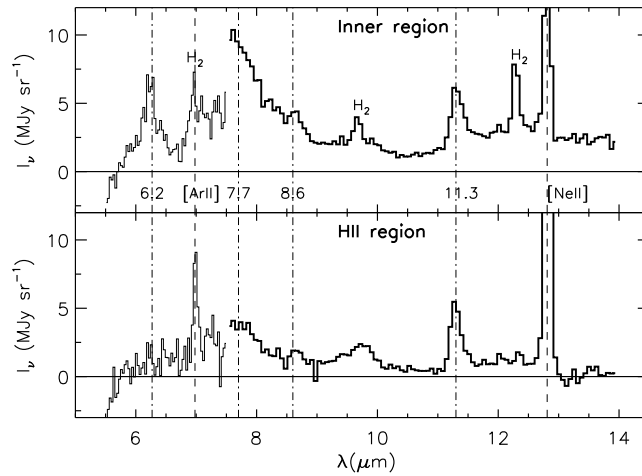


Fig. 6. Mean spectra of the HII region (lower) and the inner region (upper) as defined in § 4 and § 5 and shown in Fig. 5. The [NeII] line at $12.8\ \mu\text{m}$ is truncated for clarity. In the HII region spectrum, the broad feature at $\sim 10\ \mu\text{m}$ is an artefact (see § 4 and Fig. 7). The zodiacal emission has been removed from these spectra (see § 3).

real since it appears everywhere in the HII region with a strong amplitude, as shown in Fig. 7.

A method to check whether the $11.3\ \mu\text{m}$ emitters are located in the ionised gas is to look for spatial correlation between the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB and the ionised gas lines emission in the HII region. The figure 8 presents the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB vs [NeII] and vs $\text{H}\alpha$ correlation diagrams for pixels of the HII region. We see that the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB intensity is correlated with both the [NeII] and $\text{H}\alpha$ ones which shows that the observed correlation is not dominated by systematic effects in the IRS data.

At least about half the $11.3\ \mu\text{m}$ emitters on the line of sight should be located in the ionised gas in front of the Horsehead nebula where the $\text{H}\alpha$ and [NeII] emissions rise, since the two correlations range from ~ 2.5 to $\sim 4.5 \cdot 10^{-8}\ \text{W m}^{-2}\ \text{sr}^{-1}$ for the $11.3\ \mu\text{m}$ AIB intensity. A typical Cirrus spectrum has been estimated by Flagey et al. (2006) from ISOCAM data (Fig. 9, upper spectrum). It presents a shape comparable to the HII spectrum, except for the $6.2\ \mu\text{m}$ AIB which indicates that the contribution of Cirrus emission does not dominate the detected HII spectrum. In any case, the contribution of Cirrus should be compa-

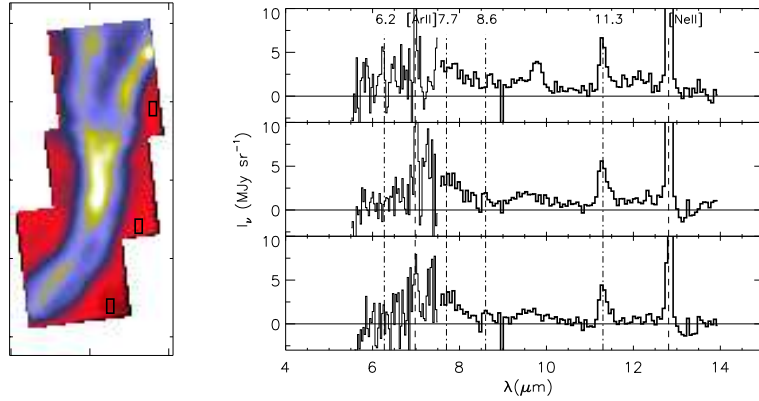


Fig. 7. Spectra from three areas (small black rectangles) shown on the 11-11.5 μm map (top, middle and lower panels correspond to the north, the central and the south area, respectively). The zodiacal emission has been subtracted (see § 3). For clarity, the [NeII] line is truncated. The broad feature at $\sim 10 \mu\text{m}$ in the spectrum of the top panel is an artefact (see § 4).

nable for the HII region and inner region spectra (as defined in the next section), and cannot affect our conclusions based on spectral variations between these two spectra.

5. Comparison with the inner region spectrum

As for the HII region (§ 4), we define an inner region where $I_{\text{H}\alpha} < 135$ in arbitrary units and $I_{\nu, 11-11.5 \mu\text{m}} < 15 \text{ MJy sr}^{-1}$ in order to avoid the bright infrared filament (Fig. 5) where the [NeII] emission peaks due to projection effects. The average spectrum computed within this area (Fig. 6, upper spectrum) shows the 0-0S(3)-9.7 μm and 0-0S(2)-12.3 μm H₂ rotational lines, the AIBs at 6.2, 7.7, 8.6 and 11.3 μm and the [NeII] line at 12.8 μm . The 0-0S(5)-6.9 μm H₂ and [ArII] (6.98 μm) lines are blended.

The presence of [NeII] and [ArII] lines indicates that this spectrum contains ionised gas emission and could contain AIBs emitted in the background and foreground ionised medium. However, such a contribution from HII region AIBs will not change the conclusions of our analysis of the spectral variations that we study in the following.

The relative intensity of the AIBs presents striking differences between the HII region and inner region spectra (Fig. 6). While the intensity of the 11.3 μm band is comparable, the 6.2, 7.7 and 8.6 μm bands present a spectacular decrease in the HII region (more than a factor 2-3). The 6.2 and 7.7 μm bands are attributed to C-C stretching mode, the 8.6 μm band to in-plane C-H bending modes, and the 11.3 μm band to C-H out-of-plane bending mode. In the following section, we study the different processes which could explain such spectral variation of the 6-9 μm / 11.3 μm ratio.

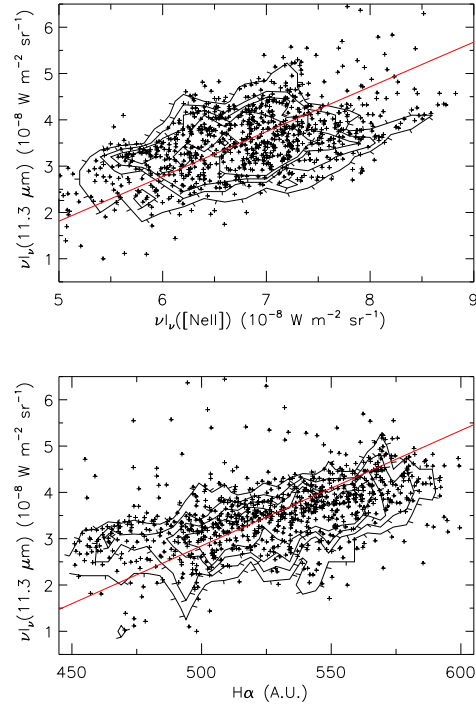


Fig. 8. Relationships between the [NeII], H α and 11.3 μm for pixels of the HII region (defined in § 4 and shown in Fig. 5). Contours are histograms of the point densities. The red straight lines are linear fits to the data.

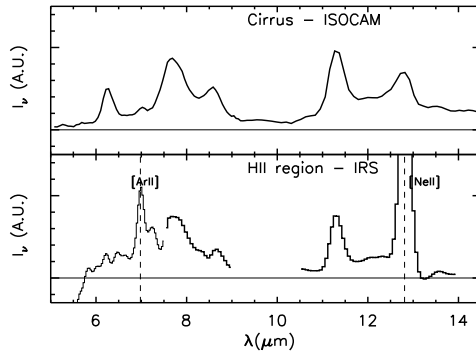


Fig. 9. Cirrus spectrum observed with ISOCAM (Flagey et al., 2006) and HII region spectrum as defined in § 4 convolved with a gaussian yielding a resolving power of 40, comparable to ISOCAM-CVF. The 9-10.5 μm range is suppressed since it contains an artefact (§ 4).

6. Interpretation of the spectral properties

6.1. Hydrogenation state

Hydrogenation state of PAHs can be traced by relative intensities of the 11.3, 12, 12.7 and 13.6 μm bands (e.g. Schutte et al., 1993) which are C-H out-of-plane bending modes with one, two, three and four H atoms on the same aromatic ring, respectively (e.g. Léger & Puget, 1984; Hony et al., 2001). Both inner region and HII region spectra (Fig. 6) present an 11.3 μm band and an emission plateau between 11.3 and 13 μm above the continuum, which can be attributed to hydrogenated PAHs (high hydrogenation coverage of PAHs has already been reported in HII regions and PDRs, e.g. Vermeij et al., 2002; Hony et al., 2001). Moreover the intensity of the 11.3 μm band compared to the plateau does not present any strong variation between the two spectra, which indicates that the hydrogenation states are comparable. We conclude that hydrogenation effects are likely not the main process which could explain the difference in the 6-9 μm / 11.3 μm ratio between the two spectra.

6.2. Size distribution

Using the model of Verstraete et al. (2001), we find that the emission ratio of 6-9 μm / 11.3 μm is reduced by a factor of 3 only if the size distribution contains exclusively PAHs bigger than 10^3 C atoms ($\sim 30 \text{ \AA}$) in the HII region while it is a classical size distribution (mean size $\sim 6 \text{ \AA}$, e.g. Bakes & Tielens, 1994) in the inner region. Then, we conclude that a change in the size distribution due to destruction of smallest species cannot explain the 6-9 μm / 11.3 μm ratio variation.

6.3. Charge state

Theoretical (e.g. Langhoff, 1996; Bakes et al., 2001a,b; Bauschlicher, 2002) and experimental (e.g. Szczepanski et

Vala, 1993) works show that the charge state of PAHs has a strong impact on the 6-9 μm / 11.3 μm ratio. Neutral PAHs emit significantly less at 6-9 μm than at 11-13 μm with respect to charged ones (both anions and cations). The inner region spectrum which comes from neutral gas presents a high value of the 6-9 μm / 11.3 μm ratio, which can be explained by charged PAHs (anions or cations). On the contrary, the low value of the 6-9 μm / 11.3 μm ratio in the HII region spectrum can be explained by the presence of neutral PAHs. The spectra extracted from ISOCAM observations (4-16 μm) of NGC7023 present comparable relative intensity variations attributed to charge effects (Rapacioli et al., 2005). Our spectra from the HII region and the inner region (Fig. 6) could therefore be attributed to PAH⁰ and PAH⁺, respectively.

The charge state of PAHs is mainly determined by the balance between photoionisation and recombination rates of electrons (Weingartner & Draine, 2001; Bakes & Tielens, 1994) which is generally described by the ratio of the UV intensity to the electronic density, G_0/n_e . The presence of positively charged PAHs in the inner region can be explained by (1) the presence of UV photons which efficiently ionise the PAHs and (2) a lack of free electrons for the recombination ($n_e/n_H \sim [C]/[H] \sim 10^{-4}$, C⁺ being the main provider of electrons in the PDR).

For the HII region, we use version 05.07 of Cloudy (Ferland et al., 1998) in order to derive a quantitative estimate of the charge state of PAHs (van Hoof et al., 2004; Weingartner & Draine, 2001) in a fully ($n_e \sim n_H$) ionised medium. We perform a simple model with an incident radiation field defined for an O9.5V star of the Costar catalogue (Schaerer & de Koter, 1997) and located at 3.5 pc. The gas is taken to be at $T = 7500 \text{ K}$ (Ferland, 2003) and with $n_e \sim 100\text{-}350 \text{ cm}^{-3}$ (see appendix A). For PAHs with radius from 4.5 to 10.5 Å and distributed as $n(a) \propto a^{-3.5}$ (Bakes & Tielens, 1994), we obtain a mean charge of 0.55-0.75 electron per PAH, corresponding to a fraction of neutral PAHs in the HII region of 25-45%. Moreover, the 6-9 μm / 11.3 μm ratio of the HII region spectrum is in agreement with those predicted by the emission model of Bakes et al. (2001a) for such a charge distribution. We conclude that the HII region spectrum can be explained by a mixture of neutral and anionic PAHs.

7. PAHs survival in the HII region

The 11.3 μm band is observed in the HII region up to a distance of $\sim 20''$ (or 0.04 pc) from the ionisation front (see for instance Fig. 5). This distance can be translated to a lower limit of the survival time of the emitters equal to $\sim 5 \cdot 10^3$ years when considering that the gas just ionised at the ionisation front expands freely in the HII region at the sound speed $c_s = \sqrt{\frac{\gamma k T}{\mu m_H}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ for $T = 7500 \text{ K}$, $\mu = 0.7$ and $\gamma = 5/3$.

We have seen in § 3 that in the HII region, all species with an ionisation potential (IP) lower or equal than that of [SIII] (IP=23.34 eV) are detected while species with IP higher or equal than that of [ArIII] (IP=27.63 eV) are not detected. Thus, the incident radiation field in the HII region contains UV photons with energy up to $\sim 25 \text{ eV}$. Thus, some aromatic emitters

can survive to a radiation field with $G_0 \sim 100$ and photons up to ~ 25 eV. For comparison, in more highly excited HII regions such as the Orion Bar, the radiation field is more intense (G_0 larger than 10^4) and also harder since the exciting star is an O6 (θ^1 Ori C, e.g. Kassis et al., 2006; Allers et al., 2005) with $T_{\text{eff}} \sim 44000$ K. There, PAHs are destroyed on time scales lower than 1000 years (Kassis et al., 2006).

It must be emphasized that the presence of AIB emitters in the ionised gas could be related to the continuous injection of “fresh” matter due to photoevaporation of the Horsehead.

8. Conclusion

Our main observational result is the detection of a strong $11.3 \mu\text{m}$ emission band in the HII region facing the Horsehead nebula. The spectral imaging capabilities of IRS allow us to show that the integrated intensity of the $11.3 \mu\text{m}$ AIB is correlated with those of the [NeII] line and $H\alpha$ in the HII region. Moreover the spectral variations of the AIB spectrum is clearly spatially correlated with the variations of physical conditions between the PDR and the HII region. Thus, to our knowledge, *this is the first time that we detect the presence of AIB emitters in ionised gas*. Consequently, the $11.3 \mu\text{m}$ emitters are not efficiently destroyed by the incident UV photons which have an energy below ~ 25 eV as suggested by the detected ionised species. The survival of PAHs in the HII region could be due to the moderate intensity of the radiation field ($G_0 \sim 100$) and the lack of photons above ~ 25 eV, compared to more highly excited HII regions (in terms of intensity and hardness), where PAHs can be destroyed on time scales lower than 1000 years (Kassis et al., 2006). It could also be related to the continuous photoevaporation of the Horsehead nebula which bring “fresh” matter into the ionised gas.

The enhancement of the intensity of the $11.3 \mu\text{m}$ band in the HII region, relative to the other AIBs, can be explained by the presence of neutral PAHs. Our modelling of the charge state of PAHs with Cloudy confirms that the HII region should contain a significant amount of neutral PAHs. On the contrary, PAHs from the inner region must be positively charged. Variations of the size distribution of PAHs could also affect the $6-9 \mu\text{m} / 11.3 \mu\text{m}$ ratio (e.g. Verstraete et al., 2001; Draine & Li, 2001) but with a lower amplitude than charge state variations.

In galaxies, the presence of neutral PAHs has been suggested by Kaneda et al. (2005) to explain the prominent emission feature at $11.3 \mu\text{m}$ compared to the 6.2 , 7.7 and $8.6 \mu\text{m}$ features observed with Spitzer in several elliptical galaxies. The present IRS observations of the Horsehead nebula thus provide a textbook example in our Galaxy of the transition region between ionised and neutral PAHs and allow to derive a physical scenario in order to interpret extra-galactic spectra.

Appendix A: Determination of the electronic density

The electronic density in the HII region is estimated using the intensity ratio of the [SIII] lines at 18.7 and $33.4 \mu\text{m}$. These two lines are fitted with gaussian profiles in order to compute their integrated intensities for all pixels in

the HII region (see §4 and Fig. 5). The mean intensities are $I([\text{SIII}], 19 \mu\text{m}) = 2.69 \pm 0.11 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ and $I([\text{SIII}], 33 \mu\text{m}) = 3.91 \pm 0.42 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Error bars include the calibration uncertainties (absolute stellar model ($1\sigma = 3\%$), the repeatability ($\sim 3\%$) and the uncertainty of the calibration at $33.4 \mu\text{m}$ ($\sim 10\%$)). We have $I([\text{SIII}], 19 \mu\text{m}) / I([\text{SIII}], 33 \mu\text{m}) = 0.69 \pm 0.08$. Consequently, using atomic constants from Galavis et al. (1995) and Mendoza & Zeippen (1982) and assuming a gas temperature of 7500 K (Ferland, 2003), we derive an electronic density $n_e \sim 100-350 \text{ cm}^{-3}$.

References

- Abergel, A., Teyssier, D., Bernard, J.P. et al., 2003, A&A, 410, 577
 Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M. & Barker, J. R., 1985, ApJL, 290, L25
 Allers, K. N., Jaffe, D. T., Lacy, J. H et al., 2005, ApJ, 630, 368
 Anthony-Twarog, B. J., 1982, AJ, 87, 1213
 Bakes, E. L. O., Tielens, A. G. G. M., Bauschlicher, Charles W., Jr., 2001a, ApJ, 556, 501
 Bakes, E. L. O., Tielens, A. G. G. M., Bauschlicher, Charles W., Jr. et al., 2001b, ApJ, 560, 261
 Bakes, E. L. O. & Tielens, A. G. G. M., 1994, ApJ, 427, 822
 Barnard, E. E., 1919, ApJ, 49, 1
 Bauschlicher, Charles W., Jr., 2002, ApJ, 564, 782
 Bohlin, R. C., Savage, B. D., Drake, J. F., 1978, ApJ, 224, 132-142
 Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J. P. et al., 1998a, ASPC, 132, 15
 Boulanger, F., Boissel, P., Cesarsky, D. et al., 1998b, A&A, 339, 194
 Draine, B. T. & Li, Aigen, 2001, ApJ, 551, 807
 Ferland, G. J., 2003, ARA&A, 41, 517
 Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A. et al., 1998, PASP, 110, 761
 Flagey, N., Boulanger, F., Verstraete, L. et al., 2006, A&A, 453, 969
 Galavis, M. E., Mendoza, C., Zeippen, C. J., 1995, A&AS, 111, 347
 Habart, E., Abergel, A., Walmsley, C. et al., 2005, A&A, 437, 177
 Habing, H. J., 1968, Bull. Astr. Netherlands, 19, 421
 Hily-Blant, P., Teyssier, D., Philipp, S. et al., 2005, A&A, 440, 909
 Hony, S., Van Kerckhoven, C., Peeters, E. et al., 2001, A&A, 370, 1030
 Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J. et al., 2004, ApJS, 154, 18
 Joblin, C., Abergel, A., Bernard, J.-P. et al., 2005, IAUS, 231, 153
 Kaneda, H., Onaka, T., Sakon, I., 2005, ApJ, 632L, 83
 Kassis, Marc, Adams, Joseph D., Campbell, Murray F., 2006, ApJ, 637, 823
 Kelsall, T., Weiland, J. L., Franz, B. A. et al., 1998, ApJ, 508, 44
 Langhoff, S. R., 1996, J. Phys. Chem., 100, 2819
 Léger A. & Puget J.L., 1984, A&A, 137, L5

- Louise, R., 1982, Ap&SS, 85, 405
Peeters E., Martín-Hernández N. L., Damour F. et al., 2002, A&A, 381, 571
Pety, J., Teyssier, D., Fossé, D. et al., 2005, A&A, 435, 885
Mendoza, C., Zeppen, C. J., 1982, MNRAS, 199, 1025
Pound, Marc W., Reipurth, Bo, Bally, John, 2003, AJ, 125, 2108
Rapacioli, M., Joblin, C., Boissel, P., 2005, A&A, 429, 193
Schaerer, D. & de Koter, A., 1997, A&A, 322, 598
Schutte, W. A., Tielens, A. G. G. M., Allamandola, L. J., 1993, ApJ, 415, 397
Smith, J.D., Draine, B.T., Dale, D.A. et al., 2007, ApJ, 656, 770-791
Szczepanski Jan et Vala Martin, 1993, ApJ, 414, 646
Teyssier, D., Fossé, D., Gerin, M. et al., 2004, A&A, 417, 135
Uchida, K. I., Sellgren, K., Werner, M. W. et al., 2000, ApJ, 530, 817
van Hoof, P. A. M., Weingartner, J. C., Martin, P. G. et al, 2004, MNRAS, 350, 1330
Vermeij, R., Peeters, E., Tielens, A. G. G. M. et al., 2002, A&A, 382, 1042
Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C. et al., 2001, A&A, 372, 981
Warren, W. H., Jr. & Hesser, J. E., 1977, ApJS, 34, 115
Weingartner, Joseph C. & Draine, B. T., 2001, ApJS, 134, 263
Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J. et al, 2004, ApJS, 154, 1
Zhou, S., Jaffe, D. T., Howe, J. E. et al., 1993, ApJ, 419, 190

5.3 Résultats et conclusion

Détection/survie des PAHs dans la région HII

Des PAHs ont été détectés dans la région HII située à l'avant de la Tête de Cheval grâce au spectromètre IRS. La géométrie de la Tête de Cheval est proche d'une géométrie plan-parallèle et l'émission de la région HII et de la PDR sont bien séparées. De plus, les capacités de spectro-imagerie d'IRS permettent de mettre en évidence une corrélation spatiale entre l'intensité de l'émission du gaz ionisé ([NeII] $12.8\mu\text{m}$ et $\text{H}\alpha$) et celle de la bande à $11.3\mu\text{m}$, qui est la plus intense des bandes aromatiques du spectre de la région HII.

Les PAHs sont détectés jusqu'à une distance d'environ $20''$ (0.04 pc pour une distance de 400 pc entre l'observateur et la Tête de Cheval) de la PDR. Au-delà, nous n'avons pas de donnée. Nous avons donc estimé une limite inférieure du temps de vie des PAHs dans la région HII en travaillant dans l'hypothèse que le gaz ionisé situé juste à l'avant de la PDR est issu de la photoévaporation de cette dernière et s'échappe librement à la vitesse du son dans la région HII ($C_s \sim 10\text{ km s}^{-1}$). Ces PAHs ont alors survécu 5000 ans dans la région HII depuis qu'ils ont quitté la PDR.

Nous détectons [SIII] dont le potentiel d'ionisation est de 23.34 eV mais pas [ArIII] dont le potentiel d'ionisation est de 27.63 eV , ce qui indique que le champ de rayonnement ne doit pas (ou relativement peu) contenir de photons UV d'énergie supérieure à $\sim 25\text{ eV}$. La survie des PAHs dans cette région HII pourrait donc être due au champ de rayonnement relativement peu dur et peu intense ($\chi \sim 100$). A titre de comparaison, le champ de rayonnement dans la région HII de la barre d'Orion dans laquelle les PAHs sont détruits en moins de ~ 1000 ans (Kassis et al., 2006) est environ 100 fois plus intense ($\chi \sim 10^4$) et est également plus dur puisque l'étoile excitatrice principale est de type O6 ($\theta^1\text{ Ori C}$, e.g. Kassis et al., 2006; Allers et al., 2005) avec $T_{\text{eff}} \sim 44000\text{ K}$ alors que $\sigma\text{ Ori}$ qui illumine la Tête de Cheval est une étoile O9.5V avec $T_{\text{eff}} \sim 35000\text{ K}$.

Propriétés des PAHs dans la région HII

Le spectre des PAHs dans la région HII présente une bande à $11.3\mu\text{m}$ étonnamment intense par rapport aux bandes à plus courtes longueurs d'onde (i.e. 6.2 , 7.7 et $8.6\mu\text{m}$). Nous observons une diminution du rapport de bandes $6-9\mu\text{m}/11.3\mu\text{m}$ d'un facteur $\sim 2-3$ entre la PDR et la région HII. Parmi les processus physiques pouvant être responsables de cette variation, nous avons conclu qu'un effet lié à l'état de charge des PAHs était le plus vraisemblable. Comme cela a été mentionné à la section 2.2.3, les travaux théoriques (e.g. Langhoff, 1996; Bakes et al., 2001a,b; jr Bauschlicher, 2002) et de laboratoire (e.g. Szczepanski & Vala, 1993) montrent que l'état de charge des PAHs a un fort impact sur le rapport d'émission $6-9\mu\text{m}/11.3\mu\text{m}$. Les PAHs neutres émettent relativement plus à $11.3\mu\text{m}$

5.3. Résultats et conclusion

que les PAHs chargés (anions ou cations, e. g. Bakes et al., 2001a). L'état de charge résulte principalement de l'équilibre entre l'arrachage de photoélectrons et la recombinaison de ces derniers. Ainsi la charge des PAHs est fonction du paramètre χ/n_e où χ est l'intensité du champ de rayonnement UV et n_e est la densité électronique.

Dans la PDR, la présence de rayonnement UV est bien tracée par l'émission fluorescente de l'hydrogène moléculaire que nous détectons. De plus, la densité électronique est relativement faible ($n_e/n_H \sim [C]/[H] \sim 10^{-4}$ car C^+ est la principale source d'électrons libres dans la PDR). Ces deux constats sont cohérents avec la présence de PAHs cations. Nous avons utilisé le code CLOUDY (Ferland et al., 1998) afin d'estimer quantitativement la charge des PAHs dans la région HII. Le modèle que nous avons utilisé est relativement simple. Nous illuminons un nuage de gaz ionisé ($n_e \sim n_H$) optiquement mince avec une étoile O9.5V (catalogue Costar, Schaerer & De Koter, 1997) située à 3.5 pc. La densité électronique, $n_e = 100 - 350 \text{ cm}^{-3}$, est contrainte par le rapport d'émission des raies [SIII] $19 \mu\text{m}$ et [SIII] $33 \mu\text{m}$ observées dans les spectres IRS. Nous imposons une température de $T_{\text{gaz}} = 7500 \text{ K}$ (Ferland, 2003, pour une étoile de $\sim 35000 \text{ K}$ et $Z = Z_{\odot}$). Le modèle donne alors pour des PAHs de taille $a_{\text{min}} = 4.5 \text{ \AA}$ à $a_{\text{max}} = 10.5 \text{ \AA}$ distribuée comme $n(a) \propto a^{-3.5}$ (Bakes & Tielens, 1994), une charge de 0.55-0.75 (pour $n_e = 100 - 350 \text{ cm}^{-3}$) électron par PAH soit une fraction de PAHs neutre de 25 à 45%. Nous concluons donc qu'une fraction significative des PAHs de la région HII sont neutres, ce qui explique le rapport $6-9 \mu\text{m}/11.3 \mu\text{m}$ observé.

Conclusion

Le résultat principal de ce travail est la détection de PAHs dans la région HII à l'avant de la Tête de Cheval. La géométrie de cet objet et la capacité de spectro-imagerie d'IRS nous ont permis de mettre en évidence que ces PAHs sont bien situés dans le gaz ionisé et pas dans la PDR. Leur survie pourrait être due au champ de rayonnement relativement peu intense et peu dur par rapport à d'autres régions HII plus excitées (en terme d'intensité et de dureté du rayonnement) dans lesquelles ils sont détruits rapidement. Le rapport d'émission des bandes $6-9 \mu\text{m}/11.3 \mu\text{m}$ qui est relativement faible pour les PAHs de la région HII peut être attribué à la présence d'une fraction significative de PAHs neutres, ce qui est confirmé par la modélisation avec le modèle CLOUDY (Ferland et al., 1998) tandis que les PAHs de la PDR sont plutôt chargés positivement.

Chapitre 6

Modélisation de l'émission des poussières

Sommaire

| | |
|---|-----------|
| 6.1 Introduction aux modèles de poussières | 83 |
| 6.2 Le modèle de poussière de Désert et al. (1990) | 85 |
| 6.3 Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS | 89 |
| 6.3.1 Évolution des sections efficaces des PAHs | 89 |
| 6.3.2 Évolution des sections efficaces des VSGs | 92 |
| 6.3.3 Le modèle DUSTIAS | 92 |
| 6.4 Perspectives d'évolution du modèle DUSTIAS | 95 |

6.1 Introduction aux modèles de poussières

Le but d'un modèle de poussière est de reproduire certaines observables en trouvant les paramètres adéquats de morphologie, composition, abondance des constituants élémentaires et distribution de taille des grains. Les trois contraintes observationnelles principales sont les propriétés spectroscopiques en émission et extinction et la déplétion des éléments. La polarisation du rayonnement éteint et/ou émis peut apporter une information supplémentaire sur la forme et la nature des poussières (Kim & Martin, 1994, 1995; Li & Greenberg, 1997). Les propriétés des poussières varient beaucoup d'une phase du Milieu Interstellaire (MIS) à l'autre. Les modèles de poussières qui sont évoqués dans la suite ne décrivent pas les grains qui comportent un manteau de matériaux volatiles (e. g., glace d'eau ou de CO₂) et que l'on observe dans les nuages denses. Nous nous focaliserons sur les modèles de poussière relatifs au milieu diffus qui ne contiennent que des matériaux réfractaires.

La distribution de taille des plus gros grains est bien contrainte par la polarisation et l'extinction dans le proche IR et le visible dont ils sont responsables. Les petits grains ($a < 0.0025 \mu\text{m}$) sont responsables de l'extinction dans l'ultraviolet. Cependant, ces grains étant dans la limite de Rayleigh, leur section efficace d'extinction par unité de volume est indépendante de leur taille¹². Par conséquent, la courbe d'extinction dans l'Ultraviolet (UV) et l'UV lointain n'apporte une contrainte que sur leur masse totale et ne peut être utilisée pour contraindre la taille minimum des grains.

Le modèle de Mathis et al. (1977) connu sous l'acronyme "MRN" utilisant des grains sphériques de graphite et de silicate fut développé pour reproduire la courbe d'extinction dans la gamme $0.11 \mu\text{m} < \lambda < 1 \mu\text{m}$. La taille des grains y est distribuée en loi de puissance comme $n(a) \propto a^{-3.5}$ et est comprise entre $0.005 \mu\text{m}$ et $0.25 \mu\text{m}$. Notons que cette distribution de taille n'est pas l'unique solution qui permet de reproduire la courbe d'extinction. Néanmoins, il est certain que le nombre de grains augmente quand les grains sont plus petits. De plus, cette distribution de taille est compatible avec celle obtenue par coagulation de grains (Hayakawa & Hayakawa, 1988) ou lors de l'abrasion par collision dans les vents d'étoiles géantes rouges (Biermann & Harwit, 1980).

Dans les années 80, l'ouverture de nouvelles fenêtres d'observation dans l'IR proche et moyen a révélé la présence de grains de poussière chauffés à des températures très élevées ($T \sim 1000 \text{K}$). Sellgren et al. (1983) observèrent un continuum en émission entre 2 et $5 \mu\text{m}$ et la présence de bandes à 3.4 et $3.3 \mu\text{m}$ en direction de nébuleuses par réflexion. Sellgren (1984) attribua cette émission à des très petites poussières ($a \sim 10 \text{\AA}$) qui atteignent une température de $\sim 1000 \text{K}$ lorsqu'elles absorbent un photon. L'interprétation des observations du satellite IRAS à 12 , 25 , 60 et $100 \mu\text{m}$ nécessita également la présence de très petites poussières n'étant pas à l'équilibre avec le rayonnement pour expliquer l'excès d'émission aux courtes longueurs d'onde (§ 2.2.2). Draine & Anderson (1985) ont donc suggéré que la taille des grains de la distribution MRN se prolonge jusqu'à 5\AA . Des grains de taille plus petite ($a < 5 \text{\AA}$) seraient évaporés en moins de $4 \cdot 10^5$ ans (Guhathakurta & Draine, 1989). Cette taille semble donc être une taille limite pour les poussières interstellaires. Les PAHs sont alors les plus petits composants des poussières interstellaires.

Désert et al. (1990) (DBP dans la suite) ont été les premiers à modéliser de manière cohérente l'extinction et l'émission des poussières. Ce modèle qui sera utilisé dans la suite de la thèse est décrit à la section 6.2. Dwek et al. (1997) ont utilisé les propriétés optiques des grains sphériques graphitiques et silicatés de Draine & Lee (1984) ainsi que les sections efficaces empiriques des PAHs définies par DBP pour reproduire l'extinction et l'émission du MIS diffus, notamment les données du satellite Cosmic Background Explorer (COBE)

¹²Dans la limite de Rayleigh Q_{abs}/a est indépendant de a (la taille). Or, pour les petits grains $Q_{\text{abs}}/Q_{\text{ext}} \sim 1$. Nous avons donc $\sigma_{\text{ext}}/a^3 \propto Q_{\text{abs}}/a$ qui est indépendant de la taille

6.2. Le modèle de poussière de Désert et al. (1990)

(3.5-1000 μm). Draine & Li (2001) et Li & Draine (2001) ont mis à jour le modèle de Dwek et al. (1997). Ils ont remplacé en particulier les sections efficaces des PAHs qui étaient alors mieux connues grâce aux progrès accomplis dans les domaines des mesures de laboratoire et des modèles de chimie quantique (e. g., Allamandola et al., 1999; Langhoff, 1996).

Suite à la “crise du carbone” (§1.3), des modèles ont été développés dans le but de diminuer l’abondance des éléments nécessaire dans les poussières. Des modèles utilisèrent par exemple des agrégats poreux avec $\sim 60\%$ de vide permettant d’obtenir des propriétés optiques similaires pour les grains en utilisant 60% de carbone en moins (Jones, 1988; Mathis, 1996, 1998; Zubko et al., 1998, 2004). Li (2005a) a cependant montré que bien que réduisant les abondances nécessaires pour les grains, ces modèles restent en désaccord avec les abondances déduites des étoiles B. Les étoiles F et G jeunes semblent plus appropriées pour calculer les abondances cosmiques car elles sont en accord avec les abondances requises par les modèles de poussières (§ 1.3 ; Li, 2005a; Sofia & Meyer, 2001).

Pour résumer, nous pouvons classer les modèles de poussières en trois grandes familles en ce qui concerne la nature des grains (Draine & Li, 2007) :

1. Les modèles silicate-graphite (e. g., Mathis et al., 1977; Draine & Lee, 1984; Kim & Martin, 1994) et leurs extensions naturels, les modèles silicate-graphite-PAH (e. g., Siebenmorgen & Kruegel, 1992; Li & Draine, 2001; Weingartner & Draine, 2001a)
2. Les modèles de grains au noyau silicaté et manteau carboné (e. g., Jones et al., 1990; Li & Greenberg, 1997)
3. Les modèles composites qui considèrent des grains de faible densité constitués d’agrégats de petits grains de graphite et de silicate (Mathis & Whiffen, 1989; Mathis, 1996; Zubko et al., 2004).

Le modèle DBP pourrait être classé dans la catégorie des grains de noyau silicaté et manteau carboné. Cependant, les propriétés optiques des grains y sont empiriques et leur nature n’y est évoquée qu’à titre indicatif.

6.2 Le modèle de poussière de Désert et al. (1990)

Comme nous l’avons vu à la section 6.1, certains modèles de poussière utilisent des propriétés optiques de matériaux (i. e., graphites et silicates) pour calculer les sections efficaces d’extinction et de diffusion. Le modèle DBP utilise une approche empirique pour le calcul des propriétés optiques des poussières.

L’analyse de l’extinction proche IR-visible-UV et de l’émission IR a conduit DBP à séparer les poussières en trois composantes de taille. D’abord la courbe d’extinction fut paramétrisée et séparée en trois composantes (e. g., Fitzpatrick & Massa, 1986, 1988) : (1)

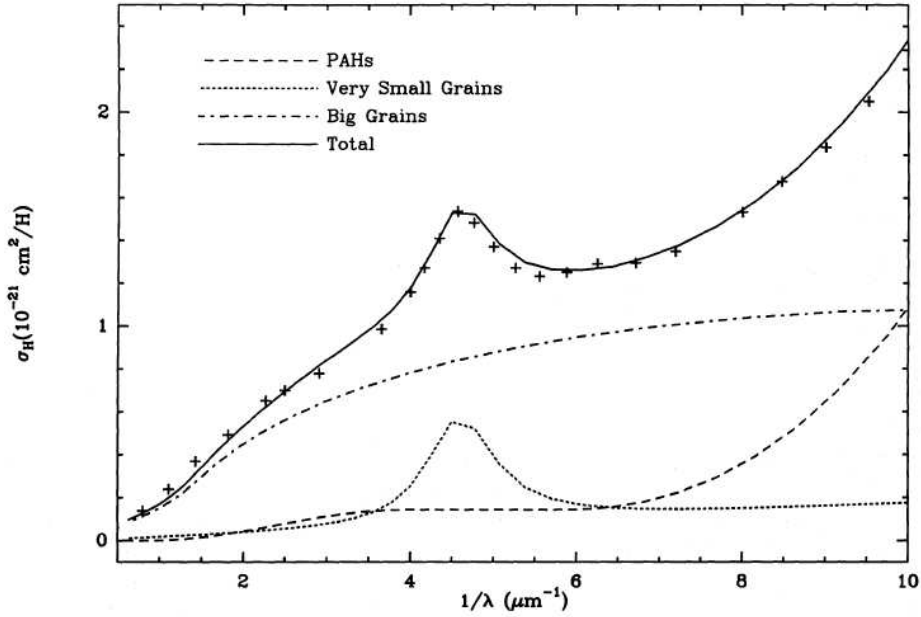


FIG. 6.1 – Courbe d’extinction du milieu diffus dans le visible et l’UV. Les croix représentent la courbe d’extinction moyenne observée (Savage & Mathis, 1979) normalisée pour $R_V = 3.1$ et $N_H/E(B-V) = 5.8 \cdot 10^{21} \text{ H cm}^{-2}$. Le trait continu représente le résultat du modèle DBP. Les sections efficaces d’extinction des PAHs et des VSGs sont égales à leurs sections efficaces d’absorption car ces deux populations ont un albédo nul (source: Désert et al., 1990).

une croissance linéaire en fonction de $1/\lambda$; (2) une bosse reproduite par un profil de Drude et centrée à 2175 \AA ; (3) une croissance non linéaire en fonction de $1/\lambda$ dans l’UV lointain. Ensuite, comme nous l’avons vu au § 6.1, nous pouvons séparer l’émission en au moins deux catégories de grains. Les très petits grains qui fluctuent en température lorsqu’ils reçoivent un photon et qui émettent à $\lambda \lesssim 80 \mu\text{m}$ et les gros grains qui sont à l’équilibre avec le rayonnement et qui émettent à $\lambda \gtrsim 100 \mu\text{m}$ dans le champ de rayonnement interstellaire local. À leur tour, les très petits grains sont séparés en deux populations par DBP. Les PAHs sont responsables des bandes d’émission IR et dominant l’émission jusqu’à $\sim 15 \mu\text{m}$. L’émission de PAHs au delà de $\sim 25 \mu\text{m}$ requiert une taille ($N_C > 1000$) pour laquelle leur structure à deux dimensions devient instable. L’émission IR entre $\sim 15 \mu\text{m}$ et $\sim 60 \mu\text{m}$ est donc attribuée à des très petits grains à trois dimensions.

Les trois composantes d’extinction et d’émission du modèle ont été reliées grâce aux données de laboratoire et aux observations. Les observations montrent que les bandes d’émission IR semblent être corrélées avec la remontée non-linéaire d’extinction dans l’UV (dans la nébuleuse “Red Rectangle”, Cohen et al., 1975; Sitko et al., 1981) plutôt qu’avec la bosse à 2175 \AA . De plus des données de laboratoire montrent qu’un mélange de PAHs produit une remontée non linéaire en extinction dans l’UV (Léger et al., 1989b). Bien que

6.2. Le modèle de poussière de Désert et al. (1990)

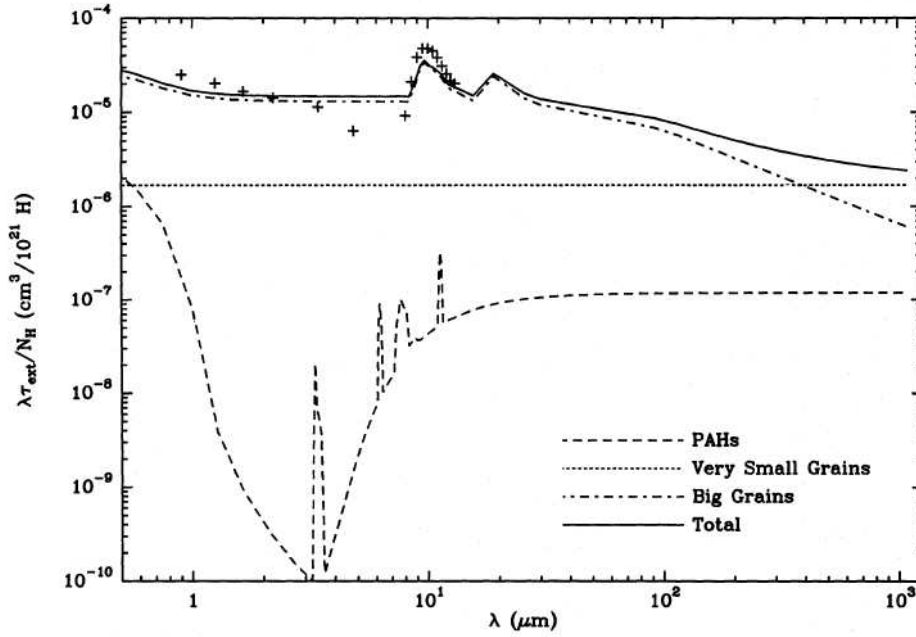


FIG. 6.2 – Courbe d’extinction IR du MIS diffus. Les croix sont des données de Rieke & Lebofsky (1985) normalisées pour $R_V = 3.1$ et $N_H/E(B-V) = 5.8 \cdot 10^{21} \text{ H cm}^{-2}$ (source: Désert et al., 1990).

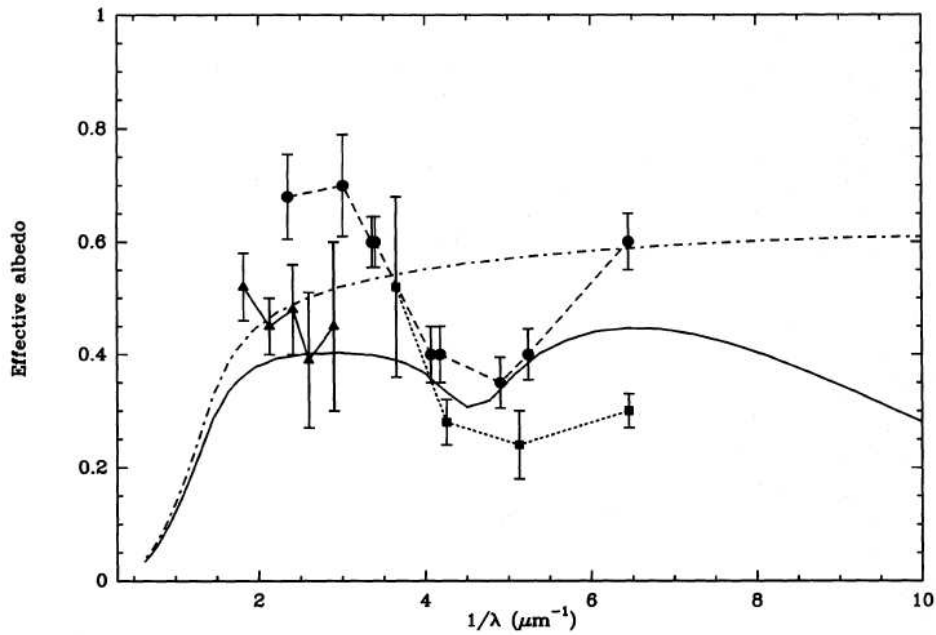


FIG. 6.3 – Albédo des poussières du MIS diffus. La courbe continue représente le résultat du modèle DBP. Les pastilles, rectangles et triangles représentent les données de Lillie & Witt (1976), Chlewicki & Laureijs (1988) and Morgan (1980) respectivement (source: Désert et al., 1990).

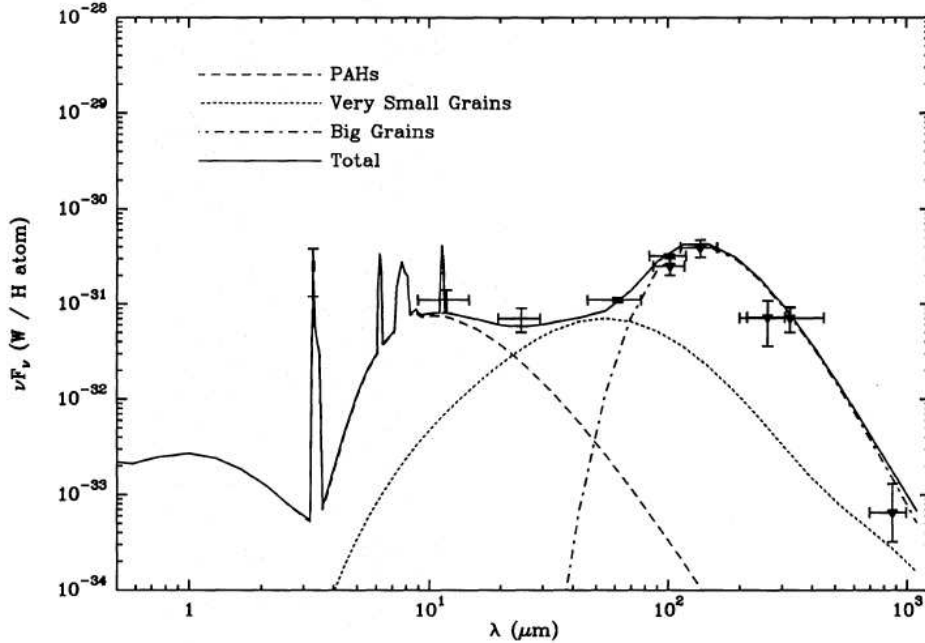


FIG. 6.4 – Spectre d'émission des poussières du milieu diffus. Les croix représentent les observations du MIS diffus et leurs barres d'erreur (les barres horizontales représentent les largeurs spectrales des instruments utilisés). Le spectre en trait continu représente l'émission des poussières du modèle DBP excitées par un champ de rayonnement interstellaire moyen au voisinage du Soleil (source: Désert et al., 1990).

ces mêmes données montrent qu'il existe également une bosse en extinction vers 220 nm pour un mélange de PAHs, DBP attribuent l'émission des bandes IR et la remontée non linéaire de l'extinction aux PAHs. Fitzpatrick & Massa (1986) ont suggéré que la bosse en extinction à 2175 Å soit attribuée à de très petites particules de carbone déhydrogéné. Dans le modèle, les très petits grains carbonés sont responsables de la bosse en extinction à 2175 Å et de l'émission IR moyen ($15 \lesssim \lambda \lesssim 60 \mu\text{m}$). Les gros grains produisent la croissance linéaire (en fonction de $1/\lambda$) de la courbe d'extinction dans le visible et le proche IR et l'émission dans l'IR lointain ($\lambda \gtrsim 100 \mu\text{m}$). La composition des ces gros grains est dominée par les silicates et peut contenir de la matière carbonée sous forme de manteau ou d'inhomogénéités.

Bien que les plus gros grains soient à l'équilibre thermique, l'émission des trois populations de grains est calculée en tenant compte des fluctuations de température grâce au formalisme développé par DBP. Les tailles sont distribuées en loi de puissance, comme pour le modèle MRN (§ 6.1) : $n(a, a+da) \propto a^{-\alpha}$, où a est le rayon et $n(a, a+da)$ le nombre de grains de rayon compris entre a et $a+da$. Pour réduire le nombre de paramètres libres, les trois populations de grains sont contiguës en taille. Nous avons donc $a_{\min}(\text{VSG}) = a_{\max}(\text{PAH})$ et $a_{\min}(\text{BG}) = a_{\max}(\text{VSG})$. Les principaux paramètres alloués aux trois populations de grains

6.3. Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

| | $Y = m/m_H$ | m/m_{tot} | α | a_{min} nm | a_{max} nm | ρ | β_m |
|-----|---------------------|--------------------|----------|------------------------|------------------------|---------------------------------------|-----------|
| PAH | $4.3 \cdot 10^{-4}$ | 5.9% | 3 | 0.4 | 1.2 | $2.4 \cdot 10^{-7} \text{ g cm}^{-2}$ | 0 |
| VSG | $4.7 \cdot 10^{-4}$ | 6.4% | 2.6 | 1.2 | 15 | 2.3 g cm^{-3} | 0 |
| BG | $6.4 \cdot 10^{-3}$ | 87.6% | 2.9 | 15 | 110 | 3.0 g cm^{-3} | 0.61 |

TAB. 6.1 – Paramètres adoptés pour les trois composantes de poussière du modèle DBP. Y est l’abondance en masse, α , a_{min} et a_{max} les bornes et la pente de la distribution de taille, ρ la densité (les PAHs sont à deux dimensions) et β_m l’albédo. m/m_{tot} est l’abondance relative en masse.

sont résumés dans le tableau 6.1. Les propriétés optiques sont décrites par des formules analytiques qui sont ajustées sur des résultats expérimentaux et observationnels. Il faut noter que seuls les gros grains ont un albédo non nul (Tab. 6.1). Ils sont donc la seule population de grains à avoir une section efficace de diffusion non nulle¹³. La valeur de l’albédo reportée dans le tableau 6.1 est la valeur limite lorsque $2\pi a > \lambda$. Les figures 6.1 et 6.2 montrent les sections efficaces d’extinction du modèle comparées aux observations du MIS diffus. La figure 6.3 représente l’albédo des poussières du modèle et sa comparaison avec différentes valeurs déduites des observations. La figure 6.4 montre le spectre d’émission IR des poussières du modèle, excitées par un champ de rayonnement interstellaire moyen au voisinage du Soleil et comparé à l’émission mesurée dans le MIS diffus.

6.3 Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

Depuis la publication du modèle DBP, le lancement du satellite d’observation ISO et les progrès réalisés par les expériences de laboratoire et les calculs de chimie quantique ont permis de mieux contraindre les propriétés des PAHs. Les nouvelles contraintes sur les sections efficaces ont aussi un impact sur la définition des sections efficaces des VSGs dans le modèle de poussière. De plus, la définition des sections efficaces d’extinction UV-visible-proche IR qui était basée sur la décomposition de Fitzpatrick & Massa (1986, 1988) de la courbe d’extinction n’est plus cohérente avec les nouvelles sections efficaces des PAHs et VSGs. Les propriétés des PAHs et des VSGs du modèle DBP ont donc été modifiées pour tenir compte des nouvelles contraintes apportées. Il n’est pas nécessaire de changer les sections efficaces des gros grains. *Le modèle issue des modifications des propriétés optiques des PAHs et VSGs sera appelé “DUSTIAS”.*

6.3.1 Évolution des sections efficaces des PAHs

Dans le modèle DBP, les propriétés optiques des PAHs dans l’IR sont dérivées de Puget et al. (1985) et Léger et al. (1989a) et seules les bandes à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 μm sont

¹³L’albédo est égale au rapport $Q_{\text{diff}}/Q_{\text{ext}} = \sigma_{\text{diff}}/\sigma_{\text{ext}}$.

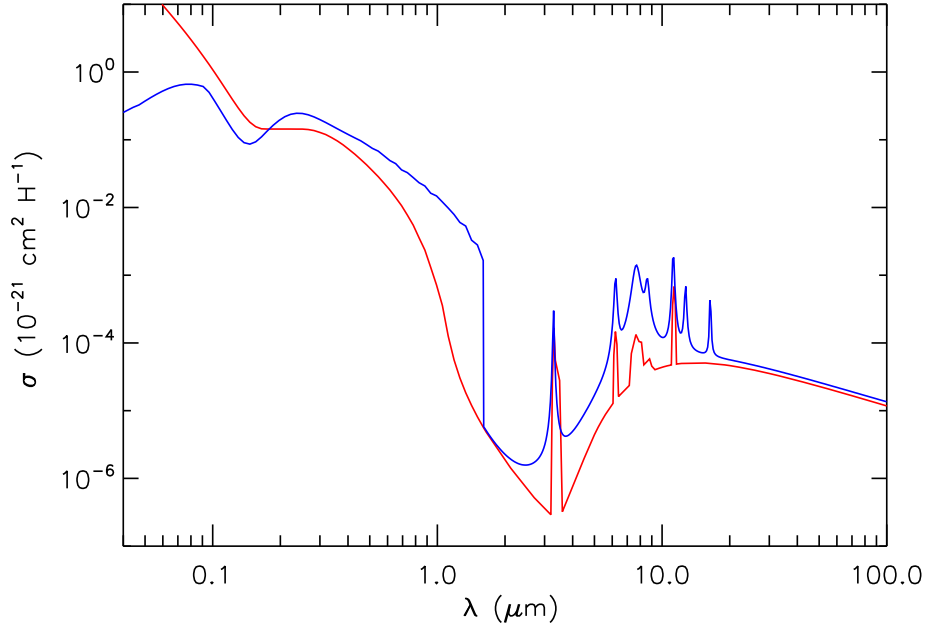


FIG. 6.5 – Sections efficaces d’absorption des PAHs pour une distribution de taille en $a^{-3.5}$ avec $a_{\min} = 4 \text{ \AA}$ et $a_{\max} = 12 \text{ \AA}$. **En bleu** : modèle DUSTIAS (§ 6.3). **En rouge** : modèle DBP.

représentées. Ces bandes ont des sections efficaces intégrées de Léger et al. (1989a) et des largeurs issues des observations de la nébuleuse par réflexion NGC2023 par Sellgren et al. (1985).

Grâce à leur grande résolution, les observations spectroscopiques effectuées avec l’instrument SWS (2.4-45 μm , $\lambda/\Delta\lambda \sim 1000$, voir De Graauw et al., 1996) à bord du satellite ISO, ont permis de mieux caractériser la largeur et la forme des bandes d’émission IR des PAHs (à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7 μm , e.g. Verstraete et al., 2001). De plus, une nouvelle bande à 16.4 μm a été détectée dans les spectres SWS (Moutou et al., 2000; Van Kerckhoven et al., 2000). Cette bande accompagne toujours les autres bandes aromatiques (Klein et al., 1999) et son intensité est indépendante du continuum sous-jacent. Elle est donc attribuée aux mêmes porteurs (i. e., aux PAHs dans le modèle) que les autres bandes. Les sections efficaces d’absorption IR des PAHs ont donc été mises à jour dans le modèle en tenant compte des bandes à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3, 12.7 et 16.4 μm , modélisées par des lorentziennes (Boulanger et al., 1998b; Verstraete et al., 2001) dont la largeur et la position au pic sont déterminées par le spectre des PAHs interstellaires. Les forces d’oscillateur utilisées pour normaliser les sections efficaces sont issues de données de laboratoire (Pech et al., 2002). Il faut noter que ces forces d’oscillateur sont uniquement relatives à des PAHs ionisés une fois. C’est pour cette raison que les rapports de bandes ainsi obtenus en émission ne sont pas toujours cohérents avec les rapports de bandes observés dans le MIS. Aux

6.3. Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

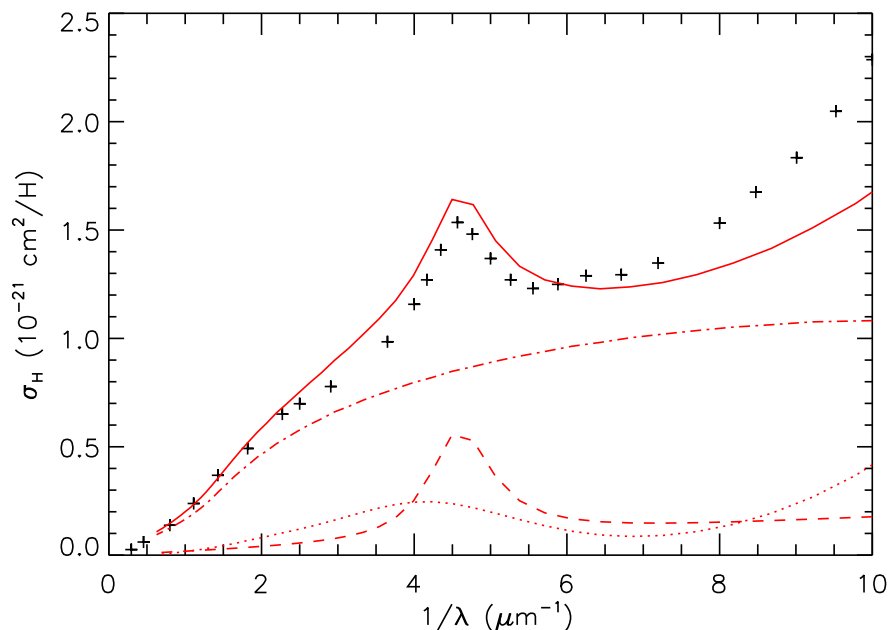


FIG. 6.6 – Sections efficaces d’extinction du modèle DBP dont les propriétés optiques des PAHs sont remplacées par ceux de Verstraete (2001) (§ 6.3.1). La courbe rouge en trait continu est l’extinction totale. Les courbes en tiret-pointillé, tiret et pointillé représentent les contributions des BGs, VSGs et PAHs, respectivement. Les croix représentent les données pour le MIS diffus (Savage & Mathis, 1979).

plus grandes longueurs d’onde ($\lambda > 20 \mu\text{m}$), la section efficace des PAHs est tirée de Schutte et al. (1993).

Dans le modèle de DBP, la section efficace d’absorption UV-visible-proche IR des PAHs est constituée d’un plateau d’absorption dans le visible-UV et d’une remontée non linéaire dans l’UV lointain (Fig 6.2). La remontée non linéaire dans l’UV lointain est directement issue de la paramétrisation de la courbe d’extinction par Fitzpatrick & Massa (1988). La valeur de la section efficace chute pour les longueurs d’onde $\lambda > \lambda_{\text{max}} = 800 \times a$ (e. g. Puget et al., 1985) où a est la taille du PAH, en raison de la quantification des niveaux d’énergie électronique dans les PAHs neutres. Des mesures de laboratoire de Joblin et al. (1992) sur des petits PAHs ($N_C < 30$) ainsi qu’un travail de Verstraete & Léger (1992) sur de plus grandes espèces montrent tous les deux que la section efficace d’absorption des PAHs n’est pas en accord avec celle du modèle DBP. La remontée non linéaire dans l’UV lointain est surestimée dans le modèle et l’absorption dans le visible-UV n’est pas constante mais présente une bosse qui pourrait contribuer à la bosse observée à 2175 \AA . La section efficace UV-visible-proche IR des PAHs a donc été remplacée dans le modèle par la section efficace de Verstraete (2001) qui est une formulation analytique dérivée de Verstraete & Léger

| Composantes | α | a_{min} | a_{max} |
|-------------|----------|-----------|-----------|
| | | nm | nm |
| PAH | 3.5 | 0.4 | 1.2 |
| VSG | 3.5 | 1.0 | 4.0 |
| BG | 3.5 | 4.0 | 110 |

TAB. 6.2 – Paramètres de la distribution de taille du modèle DUSTIAS pour reproduire l'émission et l'extinction du MIS diffus (voir § 6.3.3).

(1992). Cette section efficace analytique peut être paramétrée pour des espèces à deux ou trois dimensions. Nous utilisons les paramètres alloués aux espèces à deux dimensions qui sont celles que nous utilisons dans le modèle DUSTIAS.

Les sections efficaces d'absorption du modèle DUSTIAS sont comparées à celles du modèle DBP dans la figure 6.5. Pour les sections efficaces de DUSTIAS, il existe également une longueur d'onde au-delà de laquelle la valeur de celle-ci chute dans l'IR proche et qui dépend de la taille des PAHs. Cette longueur d'onde de coupure mise à jour est issue de Verstraete & Léger (1992) et a des valeurs plus élevées que dans le modèle DBP. Ainsi, nous pouvons remarquer que les PAHs du modèle DUSTIAS ont une section efficace d'absorption dans le visible plus élevée que celle des PAHs du modèle DBP. Ceci est cohérent avec les observations de nébuleuses par réflexion illuminées par des étoiles froides dont le champ de rayonnement est pauvre en UV et qui présentent néanmoins des bandes d'émission IR (e. g. Uchida et al., 1998; Li & Draine, 2002, et références).

Dans ce modèle, les sections efficaces UV-visible-proche IR et les sections efficaces IR sont définies séparément. Les poussières n'absorbent que dans la gamme UV-visible-proche IR, jusqu'à $1.6 \mu\text{m}$ et le spectre d'émission n'est calculé que pour les longueurs d'onde au-delà de $1.6 \mu\text{m}$. La discontinuité dans les sections efficaces de DUSTIAS à $1.6 \mu\text{m}$ (Fig. 6.5) vient du fait que le terme de coupure qui dépend de la taille, n'a pas été pris en compte dans la définition des sections efficaces IR. Ce terme aurait pour effet de faire croître la valeur de la section efficace IR de $\sim 2.5 \mu\text{m}$ à $1.6 \mu\text{m}$ rendant ainsi le spectre continu, et n'a pas d'influence sur le spectre émis au-delà de $\sim 2.5 \mu\text{m}$.

6.3.2 Évolution des sections efficaces des VSGs

La figure 6.6 montre les sections efficaces UV-visible-proche IR du modèle DBP, lorsque nous remplaçons les propriétés optiques des PAHs par celles de Verstraete (2001) (§ 6.3.1) et en laissant tous les autres paramètres inchangés (Tab. 6.1). L'excès d'extinction à $1/\lambda < 6 \mu\text{m}^{-1}$ peut être facilement contrôlé en jouant sur l'abondance et/ou la distribution de taille des gros grains. Par contre, le "manque" de remontée UV lointain est difficilement contrôlable en ne jouant que sur les abondances et/ou distributions de taille des trois po-

6.3. Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

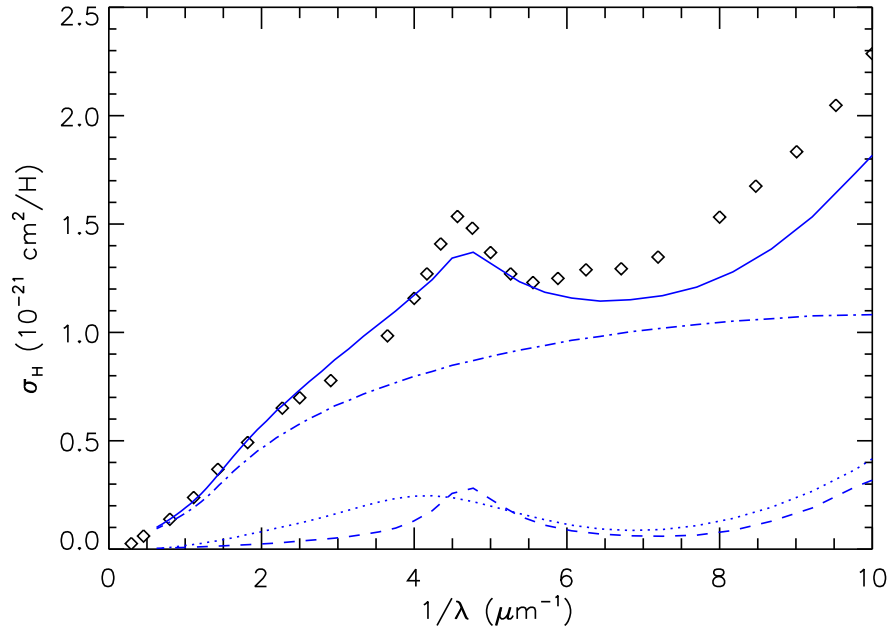


FIG. 6.7 – Courbe d’extinction du MIS diffus. Les diamants représentent la courbe d’extinction moyenne observée (Savage & Mathis, 1979). Le résultat du modèle DUSTIAS dont les paramètres (distribution de taille et abondances) sont ceux de DBP (Tab. 6.1) est représenté en trait plein. Les pointillés, les tirets et les tirets-pointillés représentent la contribution des PAHs, VSGs et BGs, respectivement.

pulations. En effet, seuls les PAHs présentent une remontée non linéaire de l’extinction dans l’UV lointain. Or, pour cette population de grains, en raison de leurs petites tailles devant la longueur d’onde, l’abondance et/ou la distribution de taille n’ont pas d’effet sur la forme de l’extinction. Les PAHs tels que nous les avons introduits dans la section 6.3.1 ne permettent donc pas de reproduire seuls la forme de la remontée non-linéaire de l’extinction observée dans l’UV lointain. Cette conclusion avait déjà été atteinte par Verstraete & Léger (1992). Il nous faut donc modifier les sections efficaces des autres espèces de grains du modèle pour combler ce “manque” de remontée de l’extinction dans l’UV lointain. La solution la plus simple est de remplacer les VSGs empiriques de DBP par des VSGs graphitiques. En effet, le graphite permet de reproduire la bosse en extinction à 2175 Å tout en produisant une remontée non-linéaire de l’extinction dans l’UV lointain (e. g. Mathis et al., 1977).

6.3.3 Le modèle DUSTIAS

Le modèle DUSTIAS diffère du modèle DBP par les propriétés optiques de ses PAHs et de ses VSGs. Les figures 6.7 et 6.8 montrent les résultats en extinction UV-visible-proche IR et en émission de DUSTIAS pour lequel nous avons gardé les paramètres (distributions

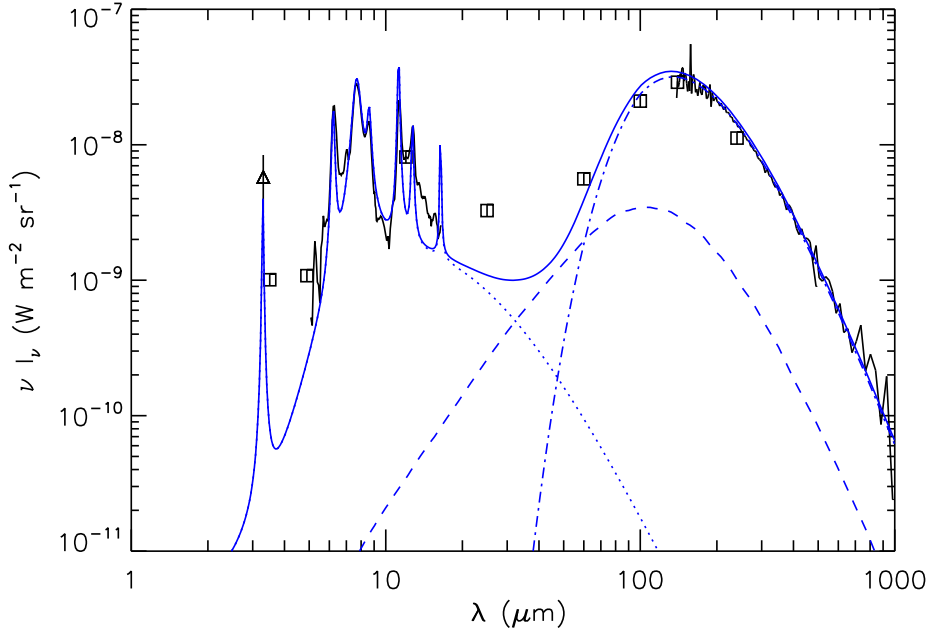


FIG. 6.8 – Émission du MIS diffus pour $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. **En noir** : le triangle représente les données AROME (Giard et al., 1994b). Les carrés représentent des données COBE/DIRBE (Dwek et al., 1997; Arendt et al., 1998). Le spectre IR moyen (5 - 16 μm) est un spectre ISOCAM-CVF (Boulanger, 2000). Le spectre dans l'IR lointain est le spectre COBE/FIRAS obtenu par Boulanger et al. (1996). **En bleu** : Résultat du modèle DUSTIAS dont les paramètres (distribution de taille et abondances) sont ceux de DBP (Tab. 6.1). Les contributions des PAHs, VSGs et BGs sont tracées en pointillé, tiret, tiret-pointillé, respectivement.

de taille, abondances) du modèle DBP pour le MIS diffus (Tab. 6.1). Nous voyons qu'avec ces paramètres le modèle ne permet pas de reproduire les observations du MIS diffus avec les nouvelles propriétés optiques de PAHs et VSGs. D'une part, un déficit d'émission est présent entre ~ 15 et $\sim 60 \mu\text{m}$ dû à la trop faible température des VSGs. En effet, les VSGs de DBP avaient une capacité calorifique de carbone amorphe qui est inférieure à la capacité calorifique du graphite que nous utilisons maintenant. D'autre part, un déficit d'extinction dans l'UV est présent au delà de $4 \mu\text{m}^{-1}$.

Nous avons donc modifié la distribution de taille des trois populations de grains dans le but de reproduire l'extinction UV-visible-proche IR et l'émission du MIS diffus. Les paramètres de cette nouvelle distribution de taille sont résumés dans le tableau 6.2. Notons que la valeur des pentes des distributions (en $a^{-\alpha}$) est de $a = 3.5$ pour les trois populations alors qu'elles étaient de 3, 2.6 et 2.9 dans DBP pour les PAHs, VSGs et BGs, respectivement. Il faut également remarquer que les tailles des PAHs et des VSGs se recouvrent légèrement et ne sont plus contiguës comme elles l'étaient dans le modèle DBP. Cela est cohérent avec l'idée que ces deux populations pourraient être liées chimiquement puisqu'elles sont toutes

6.3. Évolution du modèle de Désert vers le modèle DUSTIAS

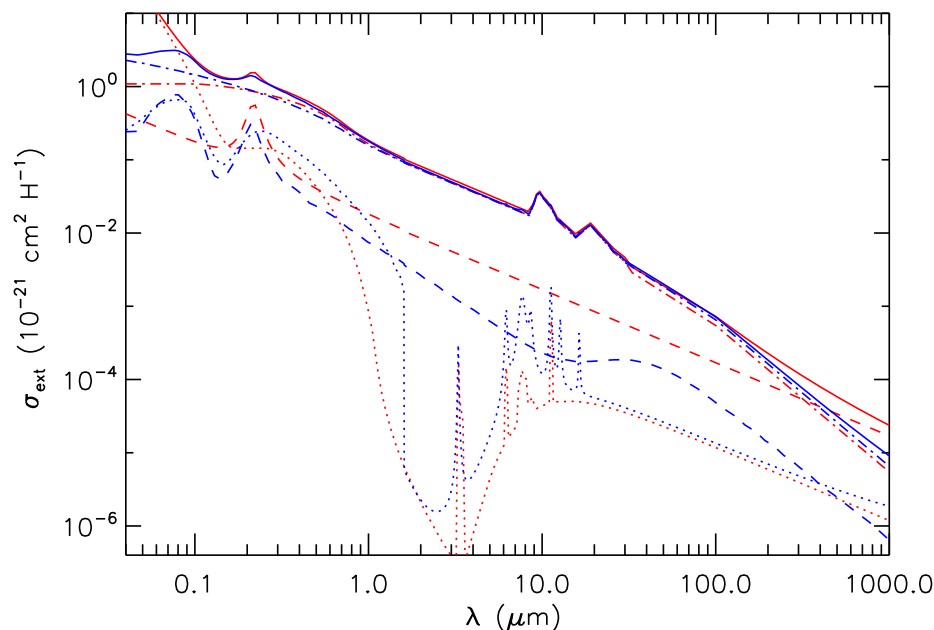


FIG. 6.9 – Sections efficaces d’extinction modélisées pour le MIS diffus. **En bleu** : Résultat du modèle DUSTIAS. **En rouge** : Résultat du modèle DBP. Pour les deux modèles, les contributions des PAHs, VSGs et BGs sont tracées en pointillé, tiret, tiret-pointillé, respectivement.

les deux carbonées (e. g., Rapacioli et al., 2005). Les sections efficaces du modèle DUSTIAS ainsi obtenues sont comparées à celles de DBP sur la figure 6.9. Nous voyons sur les figures 6.10 et 6.11 que les spectres résultants d’extinction UV-visible-proche IR et d’émission du modèle DUSTIAS sont comparables à ceux du modèle DBP et du MIS diffus.

Dans le modèle DBP, les sections efficaces d’absorption des PAHs et des VSGs sont différentes (Fig. 6.1). Ces populations absorbent donc à des longueurs d’ondes différentes dans l’UV. En effet, dans le champ de rayonnement interstellaire local, les PAHs absorbent $\sim 50\%$ de leur énergie totale dans la remontée UV non linéaire alors que les VSGs absorbent $\sim 50\%$ de leur énergie totale dans le “bump” à 2175 \AA . Cette différence induit des variations de rapport d’émission entre ces deux populations en fonction de la forme du spectre du rayonnement excitateur. Ainsi, le rapport d’émission des deux populations va dépendre de l’extinction puisque la forme du spectre du champ de rayonnement excitateur évolue en fonction de la profondeur optique. Cela a donc de l’importance pour l’étude de l’évolution de la forme du spectre, entre 5 et 40 \mu m , en fonction des conditions physiques (e. g., la profondeur optique). Dans le modèle DUSTIAS que nous utilisons dans la suite, les sections efficaces d’absorption des PAHs et des VSGs sont comparables comme le montre la figure 6.10. La forme du spectre émis par les PAHs et les VSGs sera alors moins sensible aux variations de la forme du spectre excitateur et donc à l’effet de l’extinction.

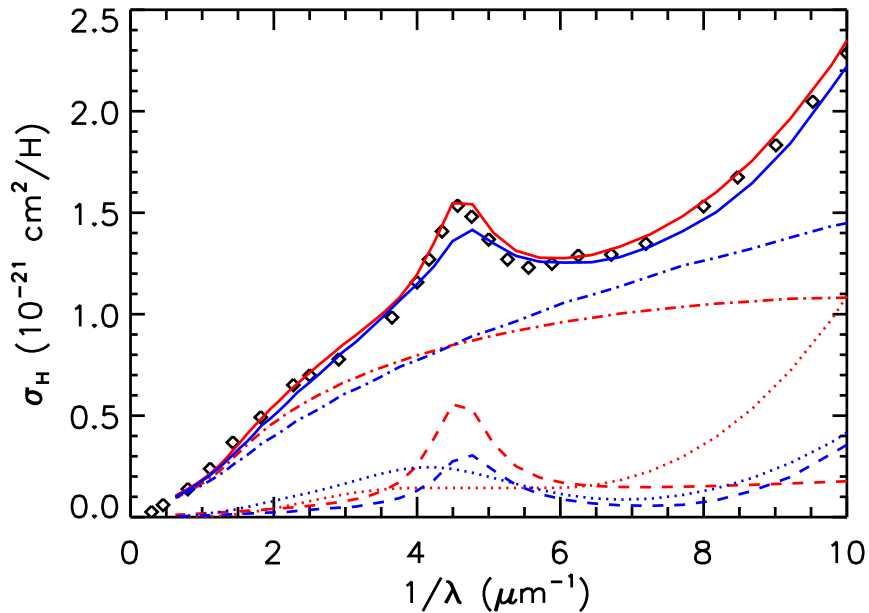


FIG. 6.10 – Courbe d’extinction UV-visible-proche IR du MIS diffus. Les diamants représentent la courbe d’extinction moyenne observée (Savage & Mathis, 1979). **En bleu** : Résultat du modèle DUSTIAS. **En rouge** : Résultat du modèle DBP. Les pontillés, les tirets et les tirets-pointillés représentent la contribution des PAHs, VSGs et BGs, respectivement.

6.4 Perspectives d’évolution du modèle DUSTIAS

Les sections efficaces des PAHs dans DUSTIAS ont des rapports de bandes correspondant à des PAHs⁺ observés en laboratoire (§ 6.3.1). Des sections efficaces IR de PAH⁺ et PAH⁰ ont été déterminées empiriquement par Flagey et al. (2006) sur la base du travail de Rapacioli et al. (2005), dans le but d’être utilisées dans le modèle d’émission. Nous n’avons pas utilisé ces sections efficaces dans la version présente de DUSTIAS puisque nous ne calculons pas la charge des grains. Cette mise à jour sera nécessaire pour l’étude de l’évolution du rapport d’émission des bandes dans les PDRs. De plus, certaines bandes ne sont pas prises en compte dans cette version, notamment entre 10 et 15 μm et entre 16 et 18 μm . De nouvelles sections efficaces tenant compte de ces bandes (Ysard & Verstraete, 2007) seront bientôt utilisées dans le modèle.

Rapacioli et al. (2005) et Berne et al. (2006) ont conclu de leurs travaux de séparation de composantes dans les spectres ISOCAM-CVF et IRS de PDRs, que le spectre des VSGs (porteurs du continuum IR moyen) comporte des bandes d’émission qui sont semblables aux bandes d’émission des PAHs. Ils suggèrent alors que les PAHs et le VSGs sont liées chimiquement. Les VSGs seraient des agrégats de PAHs qui se forment quand la densité est élevée et se photo-évalorent dans les bords denses illuminés (Rapacioli et al., 2006).

6.4. Perspectives d'évolution du modèle DUSTIAS

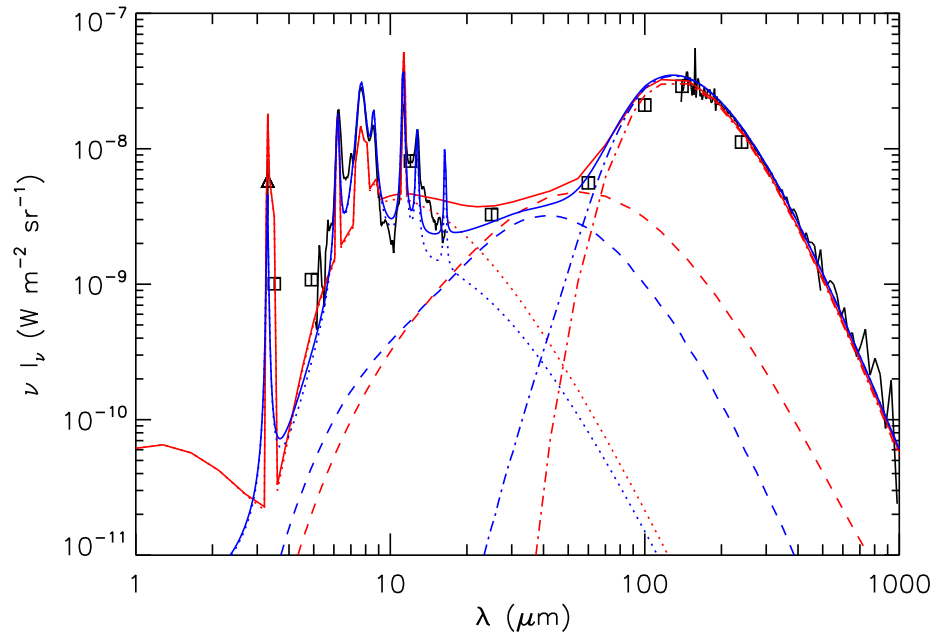


FIG. 6.11 – Émission du MIS diffus pour $N_{\text{H}} = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. **En noir** : le triangle représente les données AROME (Giard et al., 1994b). Les carrés représentent des données COBE/DIRBE (Dwek et al., 1997; Arendt et al., 1998). Le spectre IR moyen est un spectre ISOCAM-CVF (Boulanger, 2000). Le spectre dans l'IR lointain est le spectre COBE/FIRAS obtenu par Boulanger et al. (1996). **En bleu** : Résultat du modèle DUSTIAS. **En rouge** : Résultat du modèle DBP. Pour les deux modèles, les contributions des PAHs, VSGs et BGs sont tracées en pointillé, tiret, tiret-pointillé, respectivement.

L'utilisation de sections efficaces empiriques des VSGs comportant à la fois des bandes d'émission et un continuum dans le modèle pourrait permettre de tester ce scénario d'évolution des très petites particules dans les PDRs.

Les sections efficaces des BGs pourraient être modifiées dans le but de reproduire les variations d'émissivité de ceux-ci et ainsi de mieux connaître les processus qui en sont responsables. La nature empirique de ces sections efficaces permet de transformer simplement leurs dépendances aux propriétés des grains. Les variations d'émissivité dépendent en effet de la température des émetteurs (e. g. Dupac et al., 2003; Boudet et al., 2005), mais aussi de leur taille et de leur dimension fractal (e. g. Stepnik et al., 2003). Les observations qui seront faites avec les satellites HERSCHEL et PLANCK permettront de mieux contraindre les propriétés des gros grains.